



TITLE:

鋼管杭の動的および静的支持力特性評価に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

松本, 樹典

CITATION:

松本, 樹典. 鋼管杭の動的および静的支持力特性評価に関する研究. 京都大学, 1989, 工学博士

ISSUE DATE:

1989-01-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6753>

RIGHT:

鋼管杭の動的および静的支持力
特性評価に関する研究

昭和 63 年 5 月

松 本 樹 典

鋼管杭の動的および静的支持力特性評価に関する研究

松本樹典

鋼管杭の動のおよび静的支持力特性評価に関する研究

序 論	1
-----	---

第1編 鋼管杭の静的支持力評価

第1章 珪藻泥岩における杭基礎の施工実績 (能登島大橋架橋工事)	3
1. 1 緒言	3
1. 2 工事概要	3
1. 3 杭打ち試験工事	5
1. 4 杭載荷試験工事	7
1. 5 珪藻泥岩における鋼管杭の支持力算定式	11
1. 6 杭の設計	12
1. 7 能登島大橋建設工事における杭打ち記録	13
1. 8 結語	15
参考文献	15
第2章 珪藻泥岩の力学特性	16
2. 1 緒言	16
2. 2 珪藻泥岩試料	16
2. 3 三軸試験装置	17
2. 4 等方圧密試験	20
2. 5 応力比一定の異方圧密試験	24
2. 6 ひずみ制御排水せん断試験	28
2. 7 応力制御排水せん断試験	33
2. 8 ひずみ制御非排水せん断試験	35
2. 9 K_0 圧密試験	37
2. 10 結語	42
参考文献	43

第 3 章	開端杭の内周面摩擦による支持力	4 4
3. 1	緒言	4 4
3. 2	開端杭の鉛直支持力	4 4
3. 3	管内土の支持力算定式	4 5
3. 4	珪藻泥岩の力学特性	5 1
3. 5	珪藻泥岩における鋼管杭のモデル載荷試験	5 4
3. 6	結語	6 2
	参考文献	6 3

第 4 章	珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直支持力有限要素解析	6 4
4. 1	緒言	6 4
4. 2	弾・粘塑性構成式（関口モデル）	6 4
4. 3	間隙水に対するダルシー則	6 6
4. 4	等方圧密試験の有限要素解析	6 7
4. 5	鋼管杭の鉛直支持力解析	7 3
4. 6	結語	8 1
	参考文献	8 2

第2編 鋼管杭の動的支持力評価

第5章 動的支持力評価法の現状と本研究における動的支持力評価法

.....	84
5. 1 緒言	84
5. 2 従来の研究	84
5. 2. 1 動的支持力公式	84
5. 2. 2 杭打ちにおける波動理論の適用	87
5. 3 本研究の目的と方針	95
参考文献	97

第6章 周面摩擦が作用する杭中の応力波伝播理論

.....	101
6. 1 緒言	101
6. 2 一次元波動理論	101
6. 2. 1 一次元波動方程式	101
6. 2. 2 応力と粒子速度の関係	105
6. 3 周面摩擦による杭中の応力波伝播に対する一次元的な取扱い	105
6. 4 一次元波動理論の動的支持力解析への適用	108
6. 4. 1 解析モデル	108
6. 4. 2 杭体の応力、粒子速度、変位	109
6. 4. 3 ハンマの衝撃による杭頭の打撃応力	110
6. 4. 4 不連続面における応力波の反射と透過	112
6. 4. 5 ハンマと杭の分離	114
6. 5 杭打ちの数値解析	115
6. 6 結語	118
参考文献	119

第7章 周面摩擦で支持される杭中の応力波伝播に関する 基礎実験

.....	120
7. 1 緒言	120
7. 2 実験装置	120
7. 2. 1 モデル杭打ち装置	120
7. 2. 2 静的載荷試験装置	121
7. 2. 3 データ測定・処理システム	121

7. 3	実験方法	1 2 5
7. 4	静的載荷試験結果	1 2 5
7. 5	応力波形の解析法	1 2 7
7. 5. 1	測定応力波形の例	1 2 7
7. 5. 2	周面摩擦の動員モデル	1 2 9
7. 5. 3	特性曲線を用いた杭の応力波解析法	1 3 0
7. 5. 4	特性曲線を用いたロッドの応力波解析法	1 3 3
7. 6	打撃試験結果	1 3 6
7. 7	結語	1 4 1
	参考文献	1 4 2

第 8 章 応力波測定による 動的周面摩擦特性の評価

	(1 点ゲージ法)	1 4 3
8. 1	緒言	1 4 3
8. 2	周面摩擦特性の逆解析法	1 4 3
8. 2. 1	地盤に根入れされた杭の応力波形の測定例	1 4 3
8. 2. 2	周面摩擦の動員モデル	1 4 5
8. 2. 3	“等価剛塑性周面摩擦”による弾・塑性型周面摩擦特性の評価法	1 4 6
8. 2. 4	繰り返し計算による τ_{\max} と k の評価手順	1 4 8
8. 3	モデル杭打ち試験(1 点ゲージ法)	1 5 1
8. 3. 1	実験装置と実験方法	1 5 1
8. 3. 2	打撃試験結果	1 5 3
8. 3. 3	動的周面摩擦と静的周面摩擦の関係	1 5 9
8. 4	結語	1 6 4
	参考文献	1 6 5

第 9 章 2 点ゲージ法を用いた応力波測定による杭支持力評価

		1 6 6
9. 1	緒言	1 6 6
9. 2	2 点ゲージ法における解析モデル	1 6 7
9. 3	2 点ゲージ法の基礎理論	1 6 7
9. 3. 1	応力波の分離(下降波と上昇波)	1 6 7
9. 3. 2	杭体中の応力	1 7 0

9. 3. 3	杭体中の粒子速度と変位	1 7 1
9. 3. 4	エネルギーの算定	1 7 2
9. 3. 5	エネルギー収支に基づく支持力算定	1 7 3
9. 4	2点ゲージ法の摩擦支持杭への適用	1 7 4
9. 5	2点ゲージ法を用いたモデル杭打ち試験	1 7 6
9. 5. 1	試験装置	1 7 6
9. 5. 2	先端支持杭の打撃試験	1 7 7
9. 5. 3	摩擦支持杭の打撃試験	1 9 2
9. 6	結論と考察	2 1 0
参考文献		2 1 3

第 1 0 章 現場杭打ち試験の応力波解析（2点ゲージ法の適用）

		2 1 4
1 0. 1	緒言	2 1 4
1 0. 2	現場載荷試験の概要	2 1 4
1 0. 3	打ち込み試験結果	2 1 6
1 0. 4	鉛直載荷試験結果	2 2 1
1 0. 5	2点ゲージ法による杭打ち挙動の解析	2 2 3
1 0. 6	結語	2 2 9
参考文献		2 2 9

第 1 1 章 結論

謝 辞

付録 A	杭の軸力および変位に関する一次元有限要素解析法	2 3 6
付録 B	空洞拡張理論による杭側面水平応力の推定	2 3 9
付録 C	軸対称ジョイント要素の連成有限要素定式化	2 4 2

序 論

昭和 54 年 10 月に、石川県七尾市と能登島を結ぶ能登島大橋架橋工事が起工され、昭和 57 年 3 月完成に至った。この能登島大橋の 20 基全ての橋脚には、鋼管杭による多柱式基礎が採用され、その基礎地盤は海底面から約 50 ～ 60m の深さまで厚く堆積している珪藻泥岩であった。珪藻泥岩は、非常に均質な半固結状態の多孔質軟岩であるが、このような地盤における杭施工実績は数少なく、その支持力評価には多大な配慮が払われた。実際、本工事に先立って鋼管杭の打ち込み試験と載荷試験を行い、珪藻泥岩における鋼管杭の打ち込み性および支持力算定法についての検討を行った。しかし、中央径間橋脚基礎のための杭打ち工事においては、予定の根入れ深さまで杭を打ち込めないというトラブルが全杭数の半分以上について発生した。

本研究は、以上のような杭施工実績に端を発して始められたものである。鋼管杭の支持力特性を解明しようとする場合、杭打ち込みから載荷までのプロセスにおける杭と地盤の相互作用を正しく評価することが重要である。杭の支持力を決定する場合には、単に極限支持力の面だけからではなく、許容沈下量の面からの検討も必要である。本研究は、このような観点から鋼管杭の支持力特性について考察を行うものである。

本論文の構成は、第 1 章から第 4 章までの第 1 編における鋼管杭の静的支持力評価と第 5 章から第 10 章までの第 2 編における鋼管杭の動的支持力評価から成立っている。

第 1 編の内容は以下の通りである。

第 1 章では、能登島大橋架橋工事に伴う杭打ち試験工事、載荷試験工事および杭打ち本工事における杭施工実績について紹介するとともに、珪藻泥岩における鋼管杭の支持力評価の問題点について述べる。

第 2 章では、能登島大橋の基礎地盤である珪藻泥岩の力学特性を三軸試験を行って調べた結果について述べる。

第 3 章では、鋼管杭の支持力において大きな役割を持つ管内土と管内周面との間の摩擦力による支持力算定式について述べるとともに、珪藻泥岩を地盤に用いた室内杭載荷試験を行って管内土による支持力算定式の妥当性を検証する。また、実験結果に基づいて開端杭の閉塞機構について考察を行う。

第 4 章では、珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直支持力機構を解明することを目的として鉛直載荷試験の有限要素解析を行う。最初に、珪藻泥岩の力学的挙動を忠実に反映している弾・粘塑性構成式に基づき三軸圧密試験の解析を行う。次に、この結果に基づいて、鉛直載荷試験の有限要素解析を行う。

第2編の内容は以下の通りである。

第5章では、動的支持力評価法の現状を述べる。ここでは、杭の動的支持力評価の従来の研究について述べ、従来の動的支持力評価法の問題点を明らかにする。次に、本研究の動的支持力評価法の目的と方針について述べる。

第5章では、動的支持力評価法の基礎となる一次元波動理論、および周面摩擦が作用する杭中の応力波伝播を一次元的に取り扱う方法について述べる。

第7章では、周面摩擦が作用する杭中の応力波伝播を一次元波動として扱うことの妥当性と応力測定のみによる支持力特性評価法の妥当性を実験的に検証する。

第8章では、杭体の1点で測定した応力波形の逆解析による周面摩擦特性の評価法および珪藻泥岩を地盤試料に用いた室内杭打ち試験結果について述べる。

・第9章では、測定応力波形から直接に杭支持力特性を評価することを目的としている2点ゲージ法を用いた室内杭打ち試験結果について述べる。

第10章では、関西新空港連絡橋工事の一環として行われた実大杭の杭打ち試験を2点ゲージ法を用いて解析する。このことにより、実大杭に対する2点ゲージ応力波解析法の適用性および問題点について検討する。

最後に第11章では、本論文全体の結論と今後の展望について述べる。

第 1 編

杭の静的支持力評価

第1章 珪藻泥岩における杭基礎の施工実績（能登島大橋架橋工事）

1.1 緒言

本章では、珪藻泥岩における杭基礎の施工実績とそれに関連する杭打ち込み試験工事と杭載荷試験工事結果を述べる。そして、珪藻泥岩における鋼管杭の支持力特性評価と打ち込み性の問題点について考察を行う。

1.2 工事概要

昭和54年10月に、石川県七尾市と能登島を結ぶ全長1050mの能登島大橋架橋工事が起工され、昭和57年3月に完成に至った（図1.1）。この能登島大橋の20基全ての橋脚には、鋼管杭による多柱式基礎（図1.3、図1.4）が採用され、その基礎地盤は、図1.2に示すように、海底面から約50～60mの深さまで厚く堆積している珪藻泥岩であった。珪藻泥岩は、非常に均質な半固結状態の多孔質軟岩であるが、このような地盤における杭施工実績は数少なく、その支持力評価には、多大な配慮が払われた。実際、本工事に先立ち昭和53年8月～12月に鋼管杭の打込み試験¹⁾²⁾³⁾、および昭和54年7月～8月に鋼管杭載荷試験³⁾⁴⁾⁵⁾を行い、珪藻泥岩における鋼管杭の打込み性および支持力算定法についての検討を行った。しかしながら、中央径間橋脚基礎（P10～P13）のための杭打ち工事においては、予定の根入れ深さまで杭を打込めないというトラブルが全杭数の半分以上について発生した。

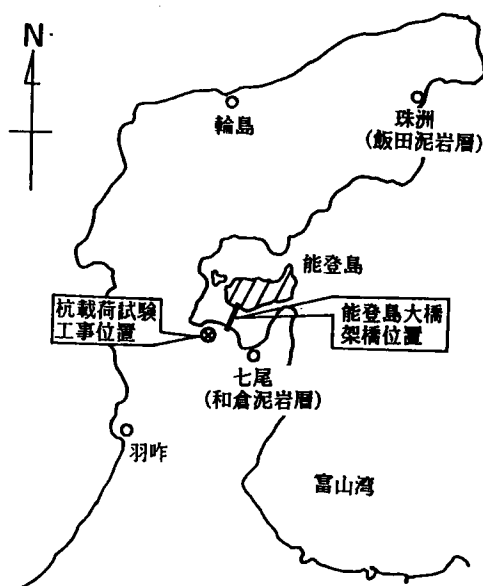


図1.1 能登島大橋の架橋位置

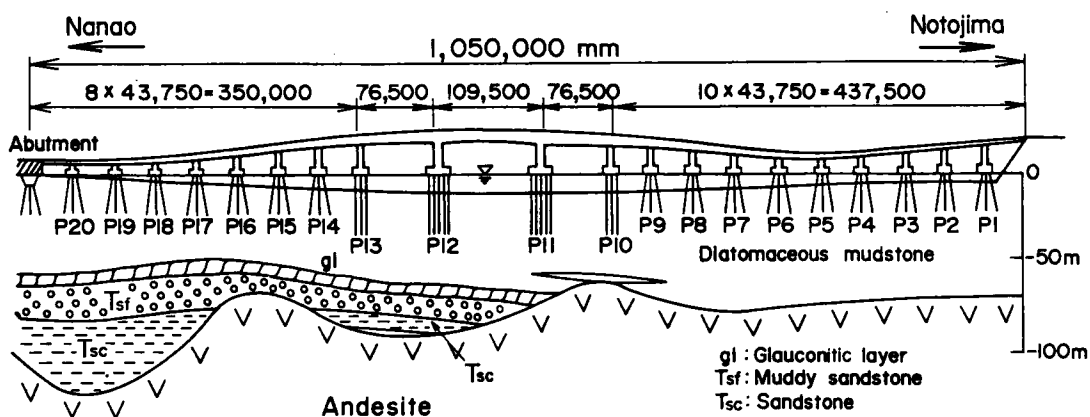


図 1.2 能登島大橋の架橋地点の地盤

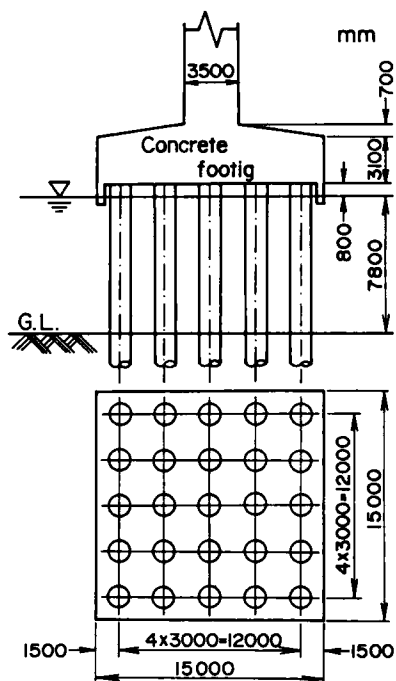


図 1.3 P11 および P12 橋脚の杭配置

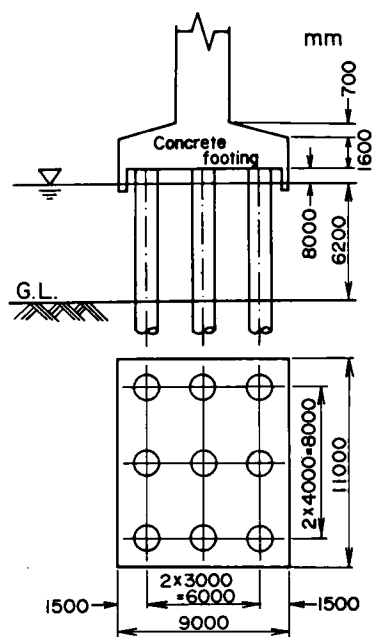


図 1.4 P10 および P13 橋脚の杭配置

1.3 杭打ち試験工事

杭打ち試験工事は、昭和 53 年 8 月 17 日から 10 月 14 日までの期間に、P13 橋脚架設予定地（図 1.2）の水深 4m の海上において行われた。

試験杭には、外径 1200mm、長さ 30m、肉厚 14mm の鋼管杭が用いられた。杭打ちハンマには、ディーゼルハンマ（三菱社製 MB70、ラム重量 7.2tf）が用いられた。杭打ち試験で得られた主要な結果を表 1.1 に示す。表 1.1 には、他の杭打ち結果も合わせて示している。

図 1.5 は、杭打ち試験における打撃記録を示したものである。試験地点の地盤の N 値は、13 ～ 32 の範囲にあり、平均値は 20 である（図 1.5）。図 1.5 には、一打当りの貫入量 S 、総打撃回数 N_b 、根入れ深さ z の関係を示した。根入れ深さ z が大きくなるにつれて、一打当りの貫入量 S は減小し、総打撃回数 N_b が増加している。この傾向は、根入れ深さ z が 14m を超えると特に著しくなっている。根入れ深さが 22.25m において、一打当りの貫入量 S は、1.4mm までに減小した。このときの杭のリバウンド C は 12mm/blow と比較的大きな値となった。また、このときのハンマの落下高さ h は 230cm であった。これらの値は、實際上さらに杭を打込むことが不可能であることを意味しているものであり、この時点で杭の打込みを終了した。杭打ち試験前の計画根入れ深さは、海底面下 34m であった。実際の打止め深さ 22.25m は、計画根入れ深さの約 65% であった。

ここで、注目すべき点は、打撃を利用した杭打設における管内土の挙動である。図 1.5 に示すように、打止め時の管内土の高さは、杭打込み前の高さ（海底面）より 1.45m 上昇している。管内土と鋼管内周面との間の周面摩擦は、鋼管杭の支持力に大きく寄与するものと考えられる。この管内土による支持力については、第 3 章において改めて考察を行う。

表 1.1 主要な杭打ち結果

	Pile driving test	Pile loading test	Piers 10 to 13
Pile length(m)	30.0	11.0	38.0
Embedment depth (m)	22.3	10.0	15.0 ~27.3
Outer diameter (mm)	1200	406	1200
Wall thickness(mm)	14.0	11.9	14~23
Mass of pile (kg)	12,270	1,600	21740
Mass of hammer (kg)	7,200	3,500	7,200
Stroke of hammer† (cm)	230	186	240~250
Permanent set per blow† (mm)	1.4	8.0	0.1~13.0
Rebound per blow† (mm)	12.0	14.0	6.0~14.0
Bearing capacity estimated by the Hiley's formula (kN)	23,760	4,532	11,000 ~23,000

†: in the final stage of pile driving

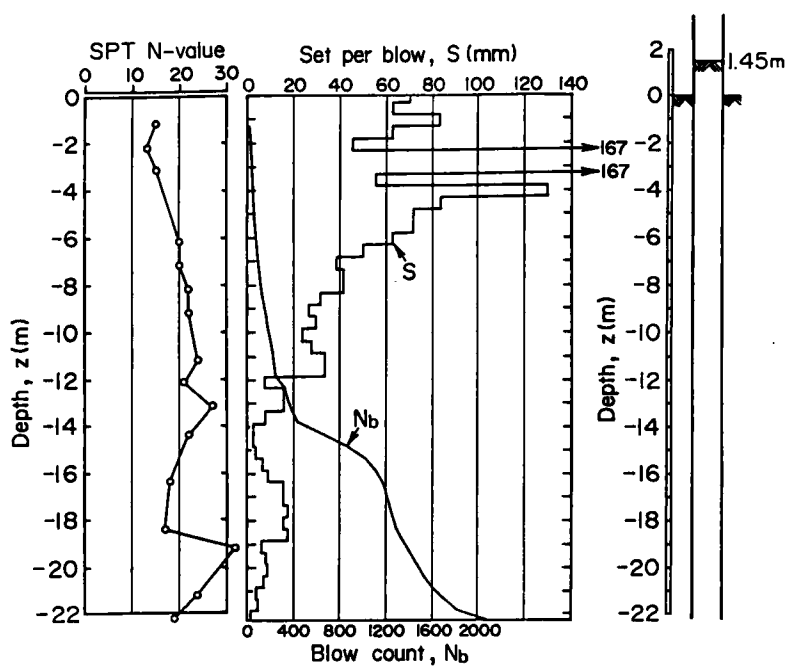


図 1.5 杭打ち試験の打撃記録

1.4 杭载荷試験工事

珪藻泥岩の土質定数と杭支持力との相関を得ることを目的として、昭和54年7月24日から8月31日の期間に杭载荷試験工事が行われた。試験地には、能登島大橋建設位置と類似の地層を持つ陸上部が選ばれた(図1.1)。試験地盤のN値は、3から9の範囲にあり、平均値で17である(図1.6)。試験杭には、表1.2の諸元を持つ鋼管杭が用いられた。試験杭には、杭軸に沿って1m間隔にひずみゲージを貼付けた。これにより、载荷時における杭各点の応力、ひずみ、変位を求めることができるようになっている。試験杭は、ディーゼルハンマ(石川島コンクリート社製DH35、ラム重量3.5tf)によって根入れ深さ10mまで打込まれた(図1.6)。杭打設後10日間放置した後、杭载荷試験を行った。以下では、杭载荷試験に伴う杭打ち記録と杭载荷試験結果について述べる。

杭载荷試験に伴う杭打ち記録

図1.6は、試験杭の打込み記録を示したものである。根入れ深さ z が大きくなるにつれて、一打当りの貫入量 S は徐々に減小し、総打撃回数 N_b は徐々に増加している。打止め時($z=10\text{m}$)で、 $S=8\text{mm}$ 、 $N_b=358$ であり、何のトラブルもなく計画根入れ深さ($z=10\text{m}$)まで杭を打込むことができた。

管内土高さは、地表面より0.72mの深さにまで達しており(図1.6)、図1.5の場合と同様に、打撃による動的な杭打設においては、管内土高さはほぼ杭の根入れ長さと等しくなっている。

表1.2 载荷試験杭の諸元

外 径	D_o	(mm)	406.4
内 径	t	(mm)	11.9
周 長	U	(cm)	128.1
断面積	A	(cm^2)	208.3
閉断面積	A_p	(m^2)	1.131
ヤング率	E	(kgf/cm^2)	2.1×10^6
長 さ	L	(m)	11.0
根入れ長	L	(m)	10.0

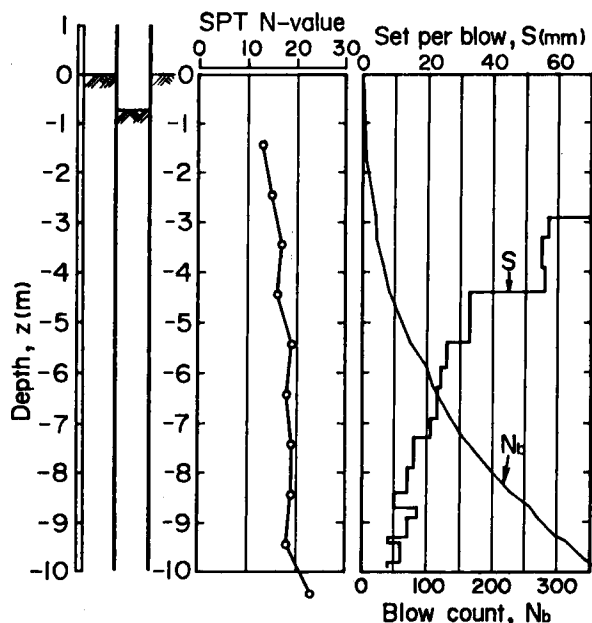


図1.6 载荷試験杭打ち込み記録

杭載荷試験結果

載荷方法としては、荷重制御方式による杭載荷を行った。図 1.7 に示すように、杭頭の変位量 S_t が 15 分間で $3/100\text{mm}$ 以下になるまで杭頭荷重 P_t を一定に保ってから、次の荷重段階に移行した。図 1.8 は、各荷重段階終了時点での杭頭荷重 P_t 、杭頭変位 S_t 、杭先端変位 S_b の関係を示したものである。280tf の杭頭荷重を載荷すると、杭頭荷重 S_t および杭先端変位 S_b は急激に増大し、極限支持力状態に至っている。

図 1.9 は、各荷重段階における杭の軸力分布を示したものである。図 1.9 より、杭頭荷重 P_t の大部分は、杭周面摩擦力によって受け持たれていることがわかる。実際、極限荷重 280tf 載荷時には、杭先端にはわずか 43tf の荷重しか伝達されていない。残り 237tf が周面摩擦による支持力である。

図 1.10 は、杭頭荷重 P_t と杭先端に伝達される荷重 P_b の関係を示したものである。杭頭荷重 P_t が大きくなるにつれて、杭先端に伝達される荷重の割合 (P_b/P_t) が大きくなっている。しかし、極限荷重 $P_t = 280\text{tf}$ においても P_b/P_t は約 15% にとどまっている。特に $P_t = 120\text{tf}$ 以下では、 P_b/P_t は 5% と非常に小さな値である。杭の設計荷重が極限荷重の $1/3 \sim 1/2$ であることを考えると、設計荷重の大部分は周面摩擦力によって受け持たれることになる。したがって、設計荷重範囲内での杭の荷重—沈下関係を評価する場合、周面摩擦の動員特性を正しく評価することが非常に重要である。

いま、図 1.9 に示すように、地盤を三層に分けることにする。第 1 層を深さ 1 ～ 3m、第 2 層を 3 ～ 7m、第 3 層を 7 ～ 10m の地盤とする。図 1.11 は、各層の中央深さの杭変位 u と動員周面摩擦 τ の関係を示したものである。ただし、周面摩擦は杭外周面のみに作用するものとして算定している。第 1 層の周面摩擦 τ は 5mm の杭変位によって最大値 ($8.8\text{tf}/\text{m}^2$) に達している。一方、第 2 層および第 3 層の周面摩擦は、約 3mm の杭変位で最大値に達し、第 2 層では、 $24.5\text{tf}/\text{m}^2$ となっている。第 3 層では、極限荷重時 $P_t = 280\text{tf}$ において $\tau = 29.3\text{tf}/\text{m}^2$ に達し、さらに増加する傾向にある。極限荷重時の全層にわたる平均周面摩擦 f_i は $20\text{tf}/\text{m}^2$ である。

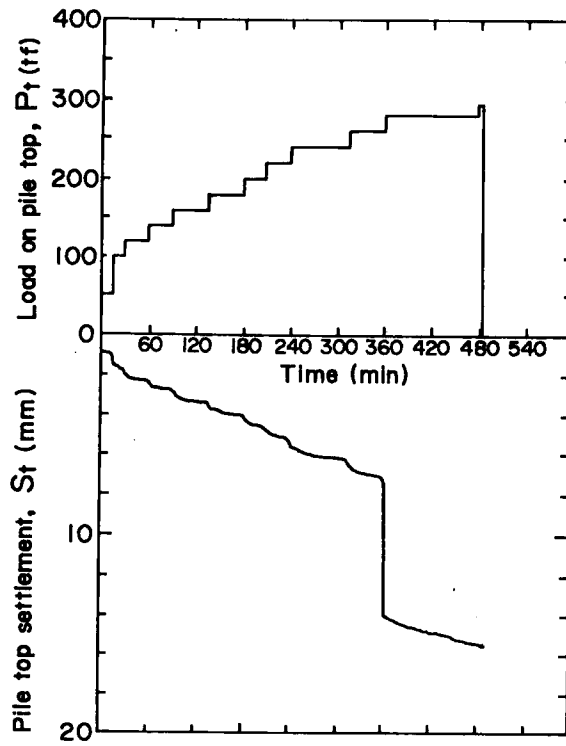


図1.7 杭頭荷重 (P_t) - 杭頭変位 (S_t) - 時間 (t) 関係

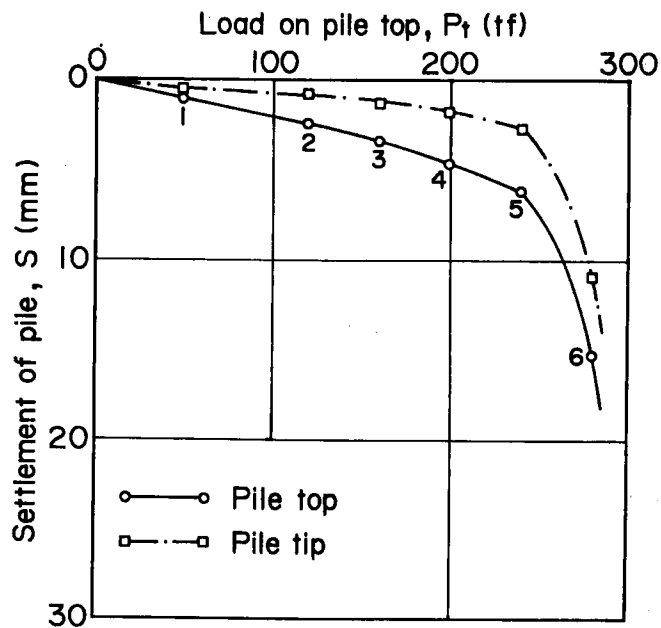


図1.8 杭頭荷重 (P_t) - 杭頭変位 (S_t) - 杭先端変位 (S_b) 関係

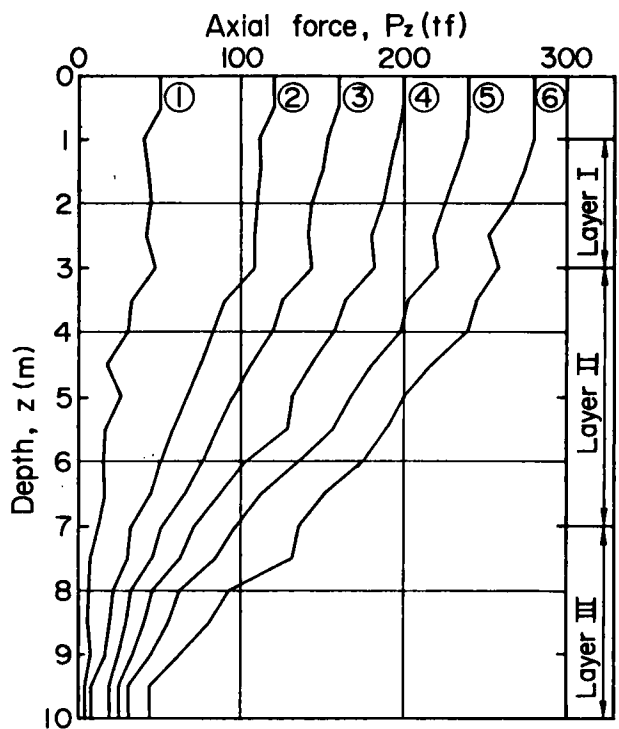


図1.9 杭の軸力分布

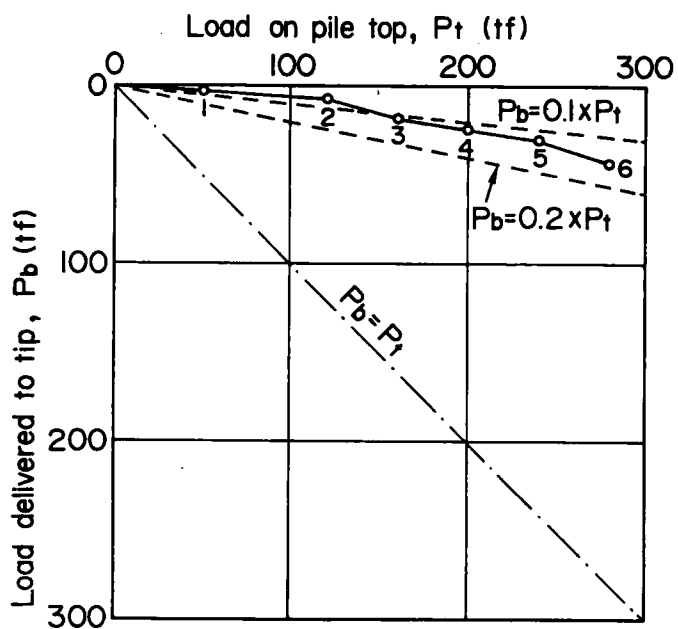


図1.10 杭頭荷重 (P_t) と杭先端伝達荷重 (P_b) の関係

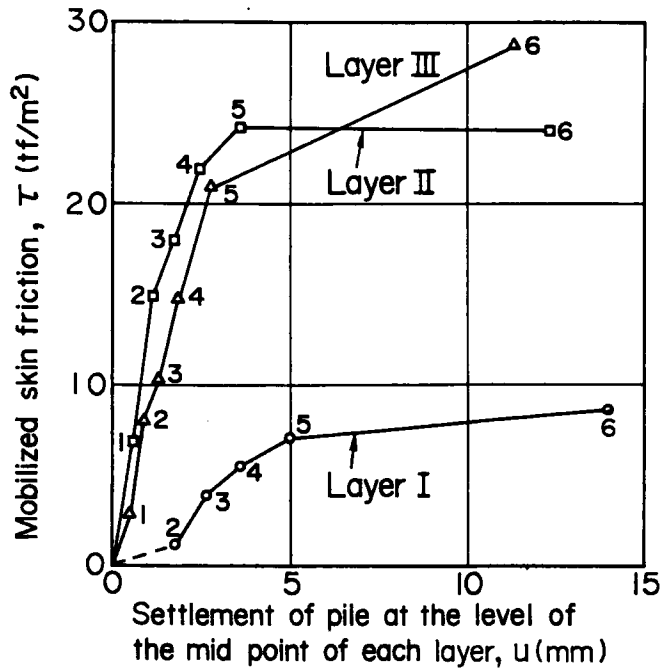


図 1.11 杭変位と動員周面摩擦の関係

1.5 珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直支持力算定式

鉛直載荷試験の結果に基づいて、本工事における鋼管杭の鉛直支持力算定式として次のものが採用された。

$$\text{杭先端支持力} \quad R_{u1} = \eta \times 30N \times A_p \quad (1.1)$$

$$\text{周面摩擦支持力} \quad R_{u2} = f_i \cdot A_s$$

ここで、 η は先端閉塞率、 N は標準貫入試験における N 値、 A_p は杭先端の閉断面積(m^2)、 f_i は杭周面摩擦(tf/m^2)、 A_s は杭の外周面摩擦(m^2)である。本工事の設計に際しては、 $\eta=0.6$ 、 $f_i=12\text{tf}/\text{m}^2$ が採用された。この f_i の値は、当時の道路橋下部構造設計指針において、粘性地盤（沖積層、洪積層）における上限値として規定されていたものである。

1.6 杭の設計

表 1.3 は、中央径間橋脚基礎（図 1.2 の P11 と P12）の設計荷重を示したものである（山田・松瀬，1981）²⁾。杭反力の最大値 P_{\max} は、地震時において 502.5tf である。

図 1.12 は、本工事の杭打ちに用いられた鋼管杭の寸法を示したものである。長さ 38m、外径 1.2m および肉厚 14 ～ 23mm を持つ不等肉厚鋼管である。また、杭先端外周面には、フリクションカッターとして鋼棒が溶接されている。

以上のような設計荷重と杭寸法および支持力算定式 (1.1) により、P12 および P11 橋脚基礎の根入れ長は、それぞれ 27.35m、26.25m と決定された。表 1.4 は、P12 および P11 橋脚の杭の極限荷重の算定結果である。

表 1.3 P11 および P12 橋脚基礎
における杭の設計荷重

		For usual loading	For earthquake loading
Load on footing	N (tf)	6088	5920
	H (tf)	53	1293
	M (tf·m)	3083	11772
Load on individual pile	P_{\max} (tf)	288	503
	P_{\min} (tf)	199	-29

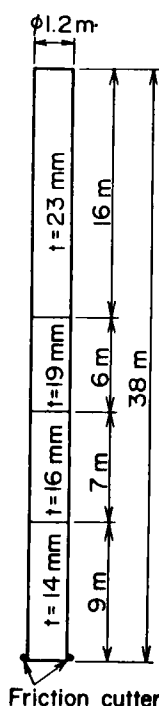


図 1.12 鋼管杭（本杭）
の寸法

表 1.4 式 (1.1) に基づく杭支持力

	Pier 12	Pier 11
Designed embedment length(m)	27.35	26.25
SPT N-value (average)	17	25
Point resistance (tf)	366	428
Shaft resistance (tf)	1234	1187
Total resistance (tf)	1600	1615

1.7 能登島大橋建設工事における杭打ち記録

能登島大橋中央径間のP12およびP11橋脚の基礎には、それぞれ25本の鋼管杭が打込まれた(図1.3)。鋼管杭の打込みには、ディーゼルハンマ(三菱社製MB-70、ラム重量7.2tf)が用いられた。

図1.13は、P12において打込まれた25本の杭について、計画根入れ長さを実際の打込み長さとの差(残長 L_R)、打止め時における一打撃当りの杭の貫入量 S (折れ線グラフ)およびリバウンド量 C (棒グラフ)を示したものである。図1.13には、P12橋脚現地盤の N 値の分布も示している。図1.14は、P11橋脚に対するものである。フリクションカッター(図1.12)の径(F_C)は、P12橋脚では主に6mm、P11橋脚では主に16mmである。例外については、それぞれ図1.13、図1.14中の残長の上の()内の数字(mm単位)で示している。

図1.13および図1.14からわかるように、P12橋脚では25本中15本、P11橋脚では25本中19本までの杭が計画根入れ深さまで打込むことができなかった。特にP11橋脚では、5m以上の残長を生じたものが13本もあり、最大12.2mの残長をもたらしている。残長と打止め時の一打撃当りのリバウンド量 C の関係をみると、P12およびP11とも、残長が生じた杭の大部分において、リバウンド量 C が8mm/blow以上となっていることがわかる。リバウンド量 C が8mm/blowを超えると、一打撃当りの貫入量 S が非常に小さくなり打止めに至っている。フリクションカッターの径と残長の間には特別な相関がみられず、フリクションカッターによる周面摩擦効果は、あまり期待できなかったものと思われる。

図1.13と図1.14に示すように、P12橋脚基礎地盤の N 値は15～20の範囲にあり、平均で17程度である。一方、P11橋脚では20～29の範囲にあり、平均で約25である。両者の差はわずか8程度であるが、このわずかな N 値の差によって珪藻泥岩における鋼管杭の打込み性が大きく変化することがわかる。

図1.13と図1.14に示したように全杭の半数以上の杭に残長が生じた原因は、平均周面摩擦 f_i の過小評価にあったと考えられる。杭の設計においては、 $f_i = 12\text{tf}/\text{m}^2$ を採用している(1.6を参照)。しかし、1.4で説明したように、杭載荷試験においては、実際 $f_i = 20\text{tf}/\text{m}^2$ が得られている。載荷試験では根入れ深さが10mであり、3m以深の周面摩擦 τ は、 $25\text{tf}/\text{m}^2$ 以上となっている(図1.11)。杭打ち本工事のように、根入れ深さが15～27mの場合には、平均周面摩擦 f_i は $20\text{tf}/\text{m}^2$ を大きく上回っているものと判断される。

すなわち、珪藻泥岩における鋼管杭の周面摩擦 f_i として、沖積粘土に対して用いられた上限値 $12\text{tf}/\text{m}^2$ を採用したことが、杭支持力の過小評価につながったのである。このことが、図1.13と図1.14に示したように、珪藻泥岩における杭打ち工事において多数の杭に残長をもたらした最大の原因であると考えられる。

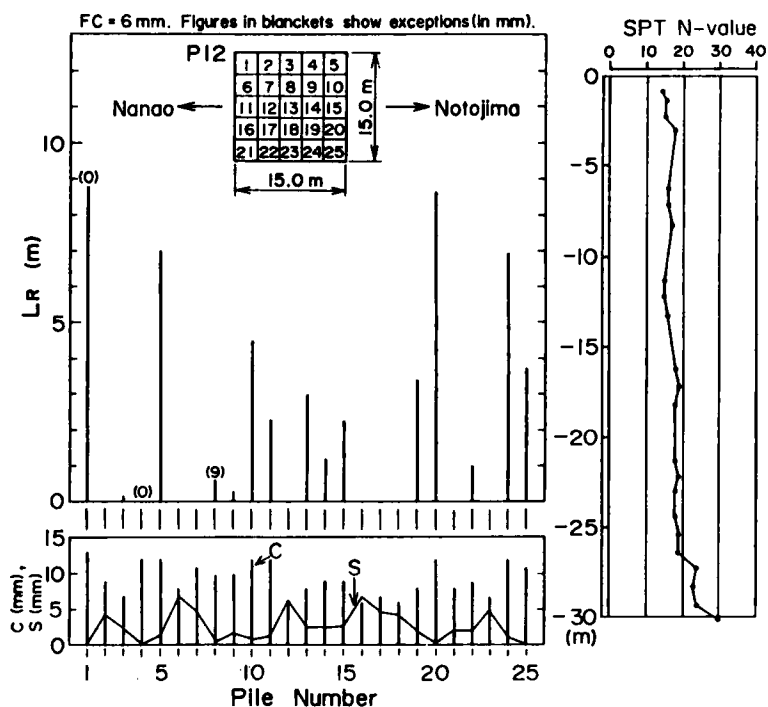


図1.13 P12橋脚基礎における杭打ち記録

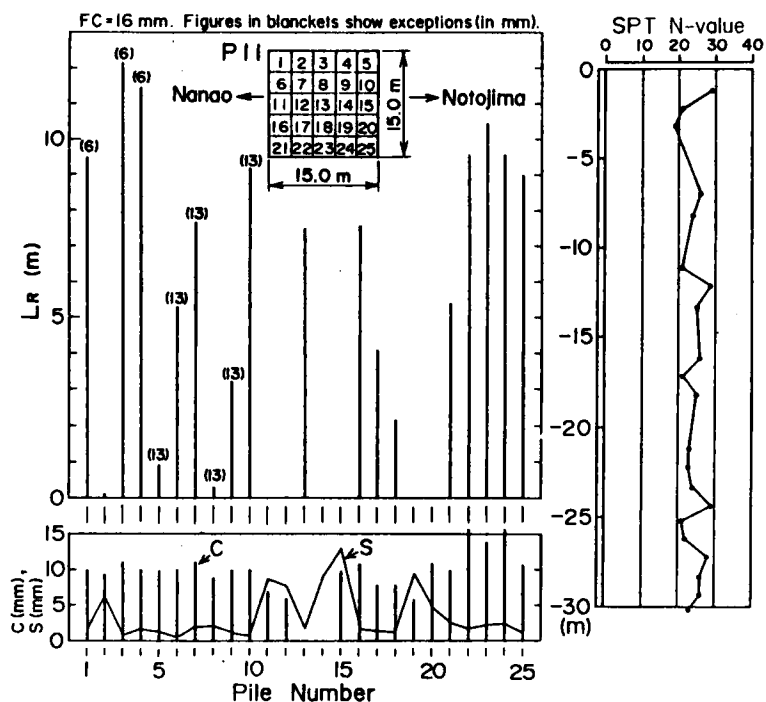


図1.14 P11橋脚基礎における杭打ち記録

1.8 結 語

能登島大橋架橋工事に関連して行われた載荷試験工事より、珪藻泥岩における鋼管杭の支持力の大部分は、周面摩擦力によって受け持たれることがわかった。また、杭打ち試験工事や杭打ち本工事の実績から、珪藻泥岩における杭周面摩擦は、打撃による動的な杭打設過程においてもあまり低減していないものと考えられる。その周面摩擦応力は、沖積土および洪積土に根入れされた杭の周面摩擦応力よりもはるかに大きいものである。したがって、珪藻泥岩における杭支持力特性を解明するためには、鋼管杭と珪藻泥岩の間の境界摩擦特性、さらには珪藻泥岩そのものの力学的特性を明らかにすることが必要である。

次章では、珪藻泥岩の力学特性を三軸試験によって調べた結果について述べる。

参考文献

- 1) 石川県(1978)：能登島大橋有料道路建設工事鋼管杭打込み試験報告，24pp.
- 2) 山田 隆・松瀬一充(1981)：「能登島大橋の計画と設計」、橋梁と基礎、No.3，pp.32-39.
- 3) Nishida, Y., Sekiguchi, H., Matsumota, T., Hosokawa, S. and Hirose, T.(1985)："Drivability of Steel Pipe Piles into Diatomaceous Mudstone in the Construction of Notojima Bridge," Proc. Int. Symp. Penetrability and Drivability of Piles, San Francisco, Vol.1, pp.187-190.
- 4) 西田義親・関口秀雄・松本樹典・細川精仁・広瀬富哉(1984)：「珪藻泥岩における鋼管杭の打込み性」、杭の貫入性・打撃性に関するシンポジウム発表論文集、土質工学会、pp.9-12.
- 5) 石川県(1979)：能登島大橋有料道路建設工事鋼管杭支持力試験成果報告書

第2章 珪藻泥岩の力学的特性

2.1 緒言

本章では、能登島大橋の基礎地盤（図 1.2）である珪藻泥岩の力学的特性を三軸試験によって調べた結果について述べる。杭の打設および打設後の荷重載荷によって受ける地盤の応力状態の変化は、非常に複雑である。例えば、杭の打設によって杭側面外周地盤は、水平方向に押し拡げられることになり、いわゆる空洞拡張状態になるものと考えられる。また、杭先端下方に位置する地盤は、杭載荷荷重によって鉛直応力が水平応力より卓越した状態になる。さらには、鋼管杭の内部に侵入してきた土は、水平方向のひずみが生じないで変形するいわゆる K_0 圧密状態に近い変形をするものと考えられる。

以上のような広範囲な応力状態を三軸試験で再現することを意図して、(1) 等方圧密試験、(2) 応力比一定の異方圧密試験、(3) 圧密排水および非排水せん断試験、および(4) K_0 圧密試験等を行い、珪藻泥岩の力学的挙動について調べた。

2.2 珪藻泥岩試料

珪藻泥岩試料には、珠州市付近に広く分布する飯田珪藻泥岩層¹⁾（図 1.1 を参照）から採取してきた珪藻泥岩を用いた。珪藻泥岩試料は、珪藻泥岩地山にある坑道の壁面から乱さない状態で40cm角のブロックとして採取した。珪藻泥岩は、珪藻遺体を多量に含む泥岩であり、非常に均質で多孔質な軟岩である。表 2.1 は、珪藻泥岩の物性をまとめたものである。珪藻泥岩は、自然状態で完全に飽和しており、自然間隙比 e_n 、自然含水比 w_n とも大きな値を持っている。珪藻泥岩の比重 G_s は 2.16 と一般的な土に比べてかなり小さな値である。このことは、珪藻泥岩中に含まれる珪藻そのものも多孔質であることを示唆している。このように珪藻泥岩は多孔質であるにも関わらず、高い固結力を有するため比較的大きな一軸圧縮強度 ($q_u = 18 \text{ kgf/cm}^2$) および引張強度 ($\sigma_t = 3.7 \text{ kgf/cm}^2$) を有している²⁾。

以上のような特質を有する珪藻泥岩ブロックから、コアカッターを用いて直径 5cm、高

表 2.1 珪藻泥岩の物性指数

Natural water content	w_n	112-118	(%)
Natural void ratio	e_n	2.42-2.72	
Degree of saturation	S_r	100	(%)
Specific gravity	G_s	2.16-2.21	
Unit density	ρ_t	1.32-1.34	(g/cm ³)
Liquid limit	w_l	139-151	(%)
Plastic limit	w_p	93	(%)
Plastic index	PI	46-58	(%)

さ約 11cm の円柱を切り出した。この際、三軸供試体の高さ方向と珪藻泥岩の堆積方向が一致するように切り出しを行った。その後両端面を研磨機で高さ 10cm になるまで研磨し、三軸供試体とした。両端面の平行精度を 3/100mm とした。

整形後の供試体は、真空ポンプで脱気しながら、デシケータ内で水中に保存した。

2.3 三軸試験装置

図 2.1 は、本実験で用いた中圧三軸試験装置の概略図である。この三軸試験装置の特徴は、三軸セル (22) 内の供試体と軸力載荷ピストンの直径が等しいため (図 2.2)、供試体に載荷する軸力と側圧を独立に制御できることである。

軸力の載荷は、ひずみ制御および応力制御の 2 通りで行うことができる (図 2.3)。ひずみ制御試験は、スクリュージャッキ (19) を用いて行う。スクリュージャッキの載荷能力は、5tf である。一方、応力制御試験は、ペロフラムシリンダー (20、載荷能力 1tf) を用いて行う。ペロフラムシリンダーを作動する空気回路は、次の通りである。

エアコンプレッサ (2) → エアトラップ (5) → エアレギュレータ (10)
→ ペロフラムシリンダー (20)

側圧は、水圧によって載荷している。エアトラップ (5)、エアレギュレータ (9) を通した空気圧を水タンク (16) 内の水に載荷させることによって、 $7\text{kgf}/\text{cm}^2$ までの水圧 (側圧) 載荷する。 $35\text{kg}/\text{cm}^2$ までの水圧を載荷する場合には、エアコンプレッサ (2)、エアトラップ (5)、エアレギュレータ (9) を通した空気圧によってペロフラムシリンダー (17) を作動させる。これによってペロフラムシリンダー (17) に直結されているペロラムシリンダー (18) 内の水圧が $35\text{kgf}/\text{cm}^2$ まで増圧される。この増圧された水圧を側圧として載荷する。

測定項目とその測定装置を、表 2.2 にまとめて示す。特に、ビューレットは二重管方式になっており、排水条件下においてバックプレッシャーを載荷できるようになっている。バックプレッシャーの制御は、エアレギュレータ (11) によって行う。

ペロフラムシリンダー (20) 内の空気圧は圧力計 (6) によって、三軸セル内の水圧は圧力計 (7) によって、バックプレッシャーの大きさは圧力計 (8) によって示される。

水タンク (13) は、バックプレッシャー回路に水を補給する際に用いられる。

図 2.4 は、三軸供試体の設置状況を示したものである。供試体は直径 5cm、高さ 10cm である。供試体の排水は鉛直上向きであり、上端面のみが排水面となっている。間隙水圧の測定は、供試体下端面 (非排水面) で行っている。

バックプレッシャーの大きさは、予備試験の結果 (図 2.5) に基づいて、 $5\text{kgf}/\text{cm}^2$ と

した²⁾。図2.5は、Skempton のB値³⁾を求めるために行った予備の試験結果である。 $\Delta\sigma_m$ は全等方応力載荷増分、 Δp_w は間隙水圧の発生量である。図からわかるように、バックプレッシャーが 5kgf/cm^2 になると $\Delta\sigma_m$ が 25kgf/cm^2 までの範囲でB値がほぼ1となっている。この結果に基づいてバックプレッシャーを 5kgf/cm^2 と決定した。

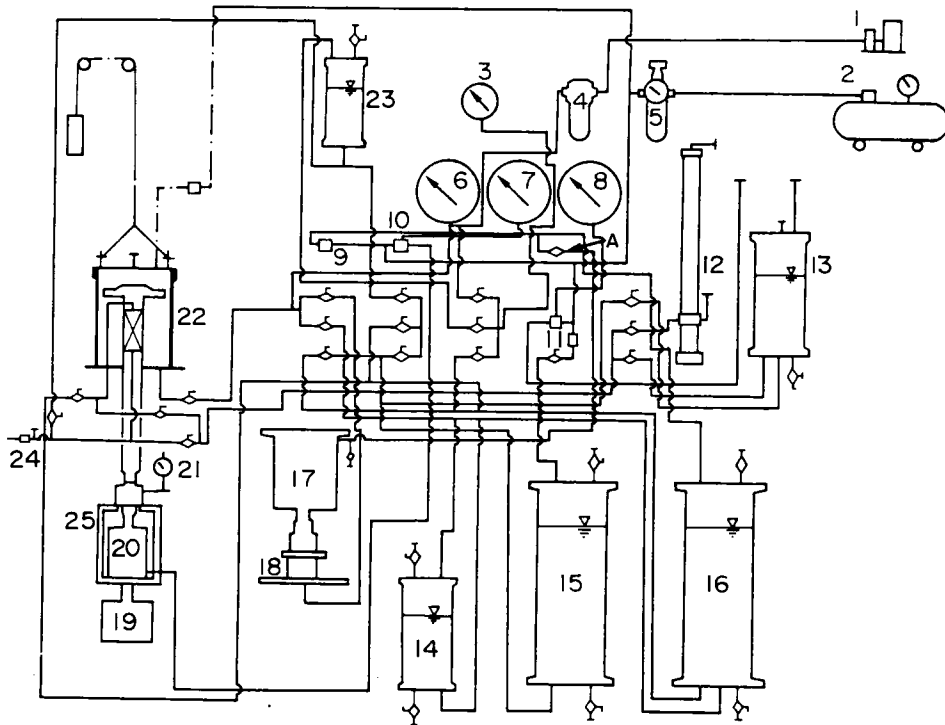


図 2.1 中圧三軸試験装置

表2.2 測定項目と測定装置

Measurement	Sensor
Axial force	Load cell (25)
Axial displacement	Dial gage (21)
Pore water pressure	Pressure gauge (24)
Water drainage	Bullette (12)

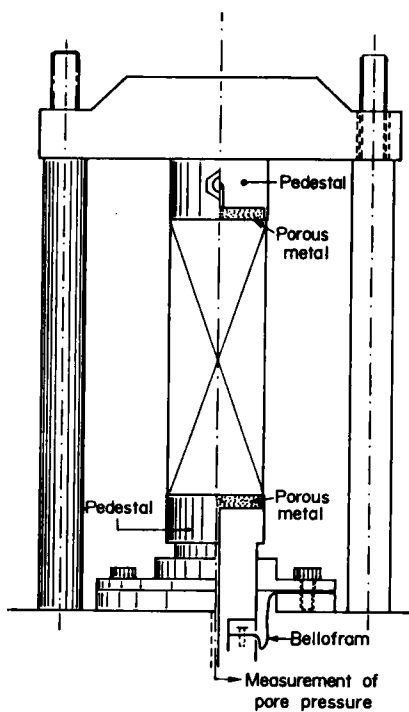


図2.2 三軸セル内の詳細

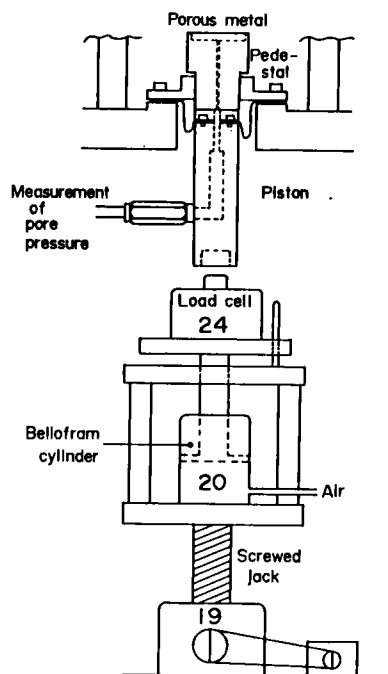


図2.3 軸力載荷装置

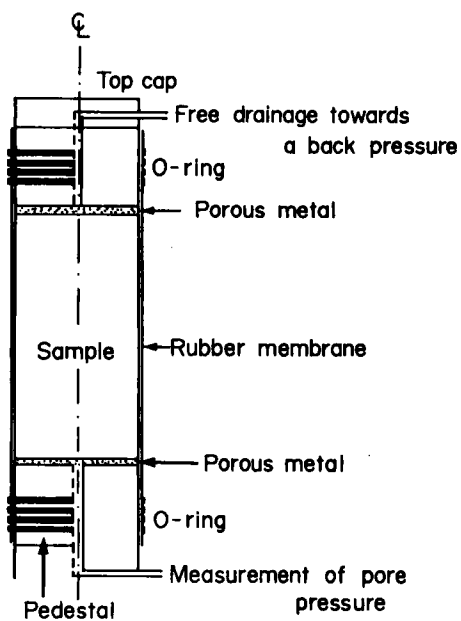


図2.4 三軸供試体の平面図

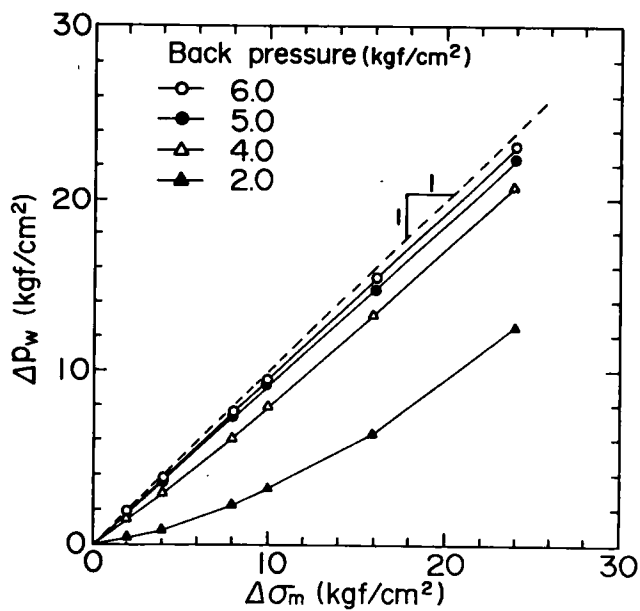


図2.5 B値試験結果

2.4 等方圧密試験

図2.6は、等方圧密試験における圧密圧力 p と平均体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ の関係を示したものである⁴⁾。ここで、平均体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ は、排水量を ΔV 、供試体の初期体積を V_0 として $\bar{\epsilon}_v = \Delta V / V_0$ と定義している。各荷重ステップの載荷時間は、珪藻泥岩が降伏曲面内側の弾性領域にあると思われる範囲では2時間、降伏後および除荷・再載荷時には24時間とした。

図2.6に示すように、 $p = 30 \text{ kgf/cm}^2$ までの最初の載荷過程においては、ある p の限界値までは体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ は、圧密圧力 p に比例している。しかし、ある p の限界値を超えると、珪藻泥岩の圧縮性は急激に増加する。以上と同様な $p - \bar{\epsilon}_v$ 関係は、異方圧密試験、排水せん断試験、 K_0 圧密試験においてもみられている。図2.6に示すように、等方圧密試験における降伏応力 p_y は、ほぼ 25 kgf/cm^2 である。

図2.7から図2.9は、弾性領域内の圧密 ($p = 5 \rightarrow 10 \text{ kgf/cm}^2$)、弾性領域と塑性領域にまたがる圧密 ($p = 24 \rightarrow 26 \text{ kgf/cm}^2$)、降伏領域内の圧密 ($p = 26 \rightarrow 28 \text{ kgf/cm}^2$) における圧密経過時間 t と平均体積ひずみ増分 $\Delta \bar{\epsilon}_v$ の関係を示したものである。図2.7と図2.9を比較すると、降伏応力 ($p_y = 25 \text{ kgf/cm}^2$) 以下の応力範囲での圧密パターンと降伏応力を超えた応力範囲内での圧密パターンは、非常に異なっていることがわかる。弾性応力範囲内での圧密 ($p = 5 \rightarrow 10 \text{ kgf/cm}^2$) では、圧密開始後約30分でほぼ圧密が完了しており、圧密開始後2時間の時点では、それ以上体積ひずみが増加する傾向は全くみられない(図2.7)。一方、降伏応力を超えた応力範囲内での圧密 ($p = 26 \rightarrow 28 \text{ kgf/cm}^2$) では、圧密開始後2時間においても体積ひずみは増加しており、圧密開始後24時間においてさえ体積ひずみは増加する傾向にあり、顕著な二次圧縮挙動を示している(図

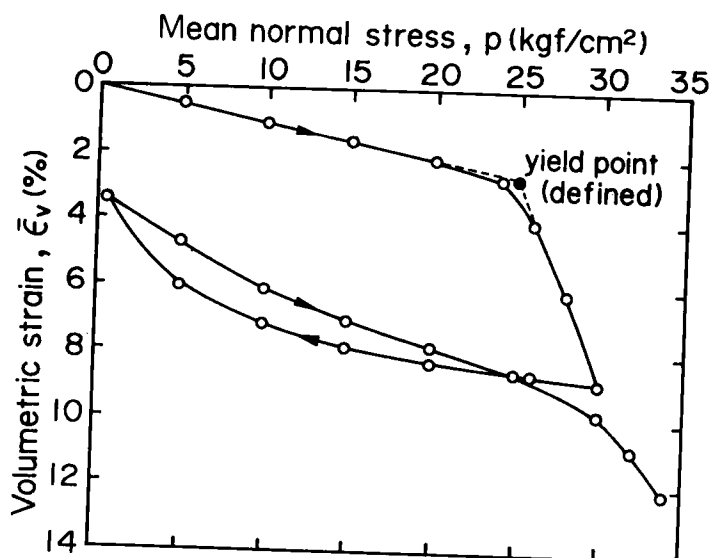


図2.6 等方圧密試験における圧密圧力 p と平均体積ひずみ $\Delta \bar{\epsilon}_v$ の関係

2.9)。弾性領域と塑性領域にまたがる圧密 ($p = 24 \rightarrow 26 \text{ kgf/cm}^2$) においては、両者の圧密パターンの特徴を兼ねそなえたものと考えられるが、降伏応力が 25 kgf/cm^2 であるため、塑性領域内の圧密パターンに近いものとなっている。

図 2.10 から図 2.12 は、図 2.7 から図 2.9 に示した圧密における過剰間隙水圧 p_v の消散過程を示している。弾性領域内の圧密では、圧密開始後約 30 分で間隙水圧は非常に小さくなっており、圧密開始が 2 時間の時点では、間隙水圧は完全に消散している (図 2.10)。この間隙水圧の消散過程は、図 2.7 に示した体積ひずみの時間的变化と非常によく対応している。一方、塑性領域内の圧密では、圧密開始後 30 分までは時間とともに間隙水圧は消散していくが、それ以降は間隙水圧が消散せずに圧密開始後 24 時間の時点においてもかなりの水圧 (0.4 kgf/cm^2) が残留している (図 2.12)。

図 2.13 は、等方圧密試験における平均体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ と平均軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の関係を示したものである。ここで、平均軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ は、供試体の高さの変化量を ΔH 、初期高さを H_0 として、 $\bar{\epsilon}_z = \Delta H / H_0$ と定義する。もし珪藻泥岩が完全な等方性材料であるならば、 $d\bar{\epsilon}_v / d\bar{\epsilon}_z = 3$ となるべきである。しかし、実際には図 2.13 に示すように、 $d\bar{\epsilon}_v / d\bar{\epsilon}_z = 2.02$ となっている。この値は、珪藻泥岩は鉛直方向より水平方向の剛性が大きいことを示すものである。

以上に述べた等方圧密試験の結果から、珪藻泥岩の圧密特性として次のことがわかった。

- (1) 等方圧密降伏応力 p_y は、ほぼ 25 kgf/cm^2 である。
- (2) 圧密降伏応力以下では、非常に明瞭な線形弾性挙動を示し、圧縮性も比較的小さい。
- (3) 圧密降伏応力を超えると、急激に圧縮性が増大し、顕著な二次圧縮挙動を示す。
- (4) 完全な等方性を有しておらず、水平方向の剛性が鉛直方向のそれよりも大きい。

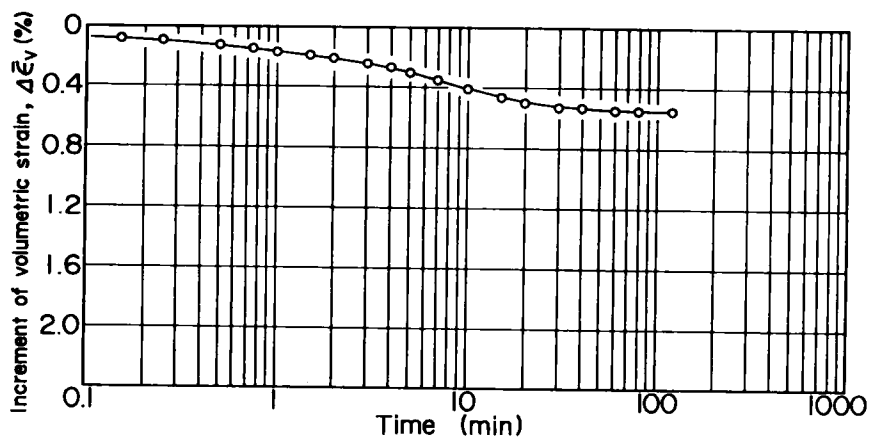


図2.7 弾性領域内の時間－体積ひずみ関係 ($p=5 \rightarrow 10 \text{ kgf/cm}^2$)

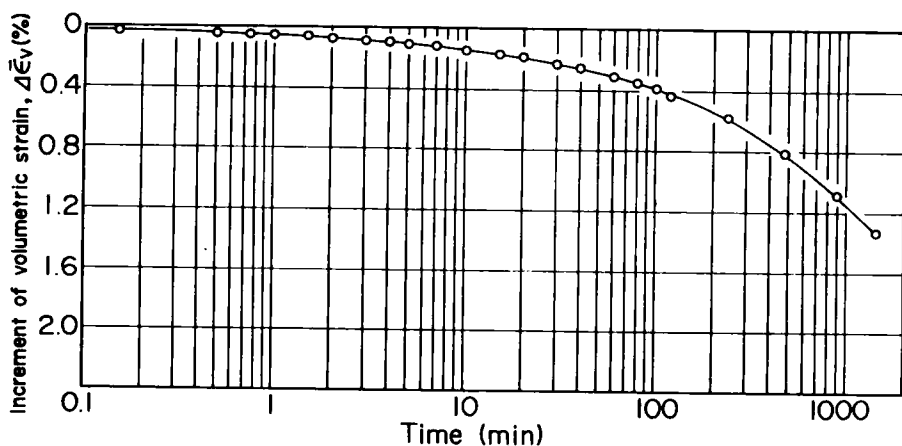


図2.8 弾性領域と塑性領域にまたがる時間－体積ひずみ関係
($p=24 \rightarrow 26 \text{ kgf/cm}^2$)

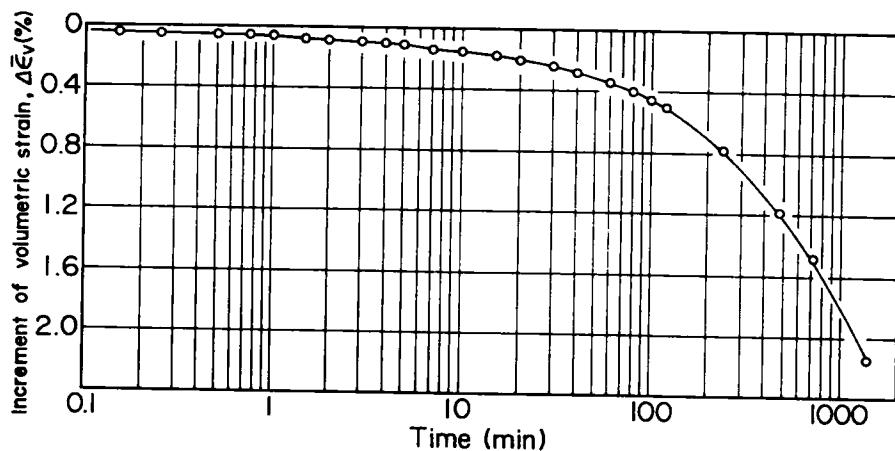


図2.9 塑性領域内の時間－体積ひずみ関係 ($p=26 \rightarrow 28 \text{ kgf/cm}^2$)

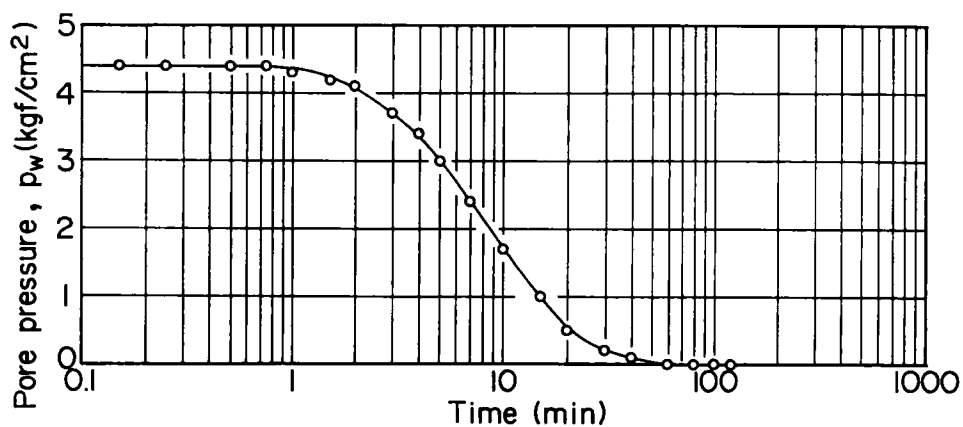


図 2.10 弾性領域内の時間－水圧関係 ($p=5 \rightarrow 10 \text{ kgf/cm}^2$)

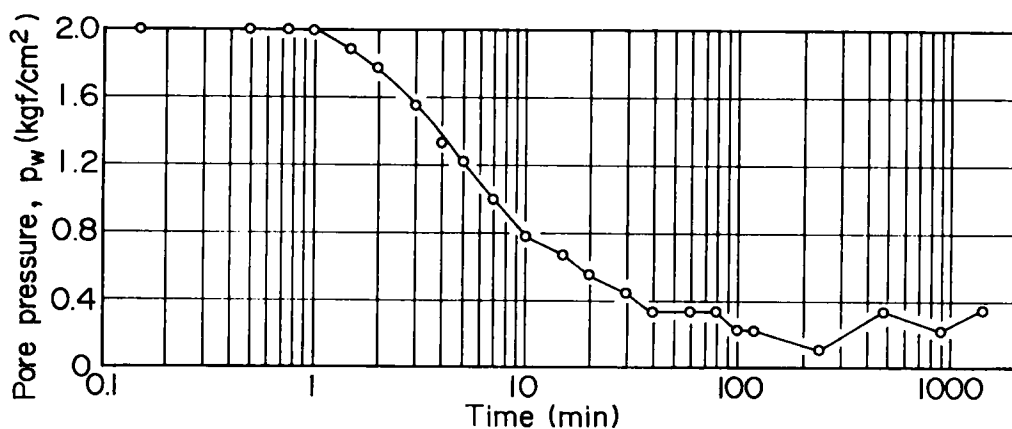


図2.11 弾性領域と塑性領域にまたがる時間－水圧関係
($p=24 \rightarrow 26 \text{ kgf/cm}^2$)

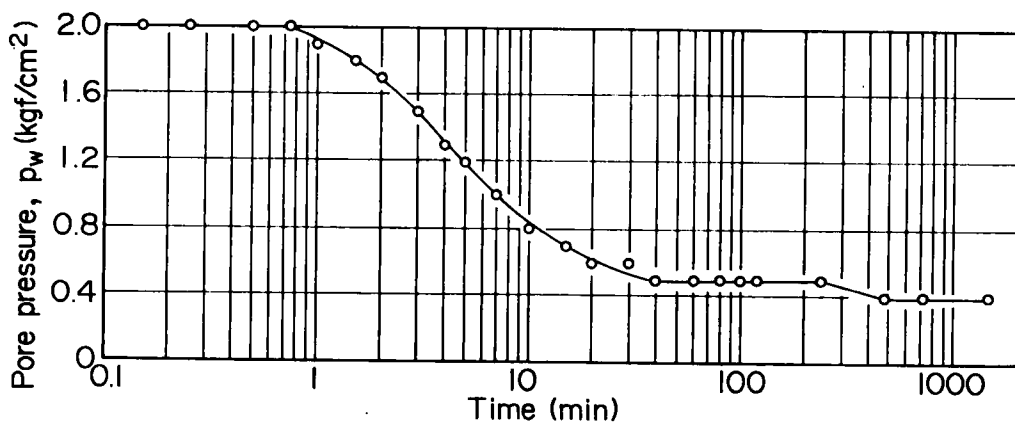


図 2.12 塑性領域内の時間－水圧関係 ($p=26 \rightarrow 28 \text{ kgf/cm}^2$)

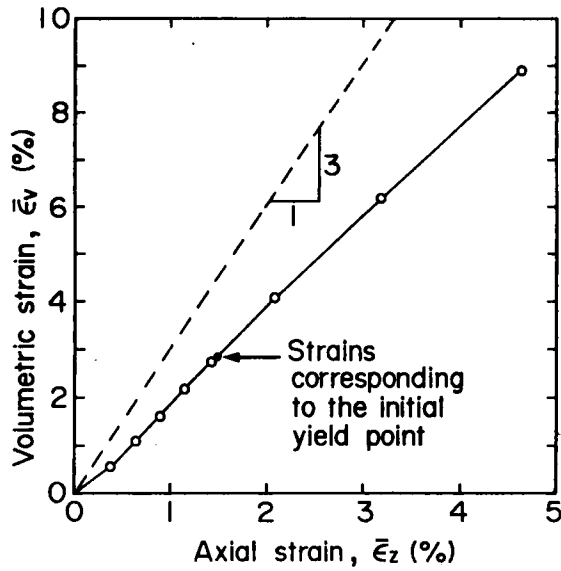


図 2.13 体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ と軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の関係

2.5 応力比一定の異方圧密試験

珪藻泥岩の降伏曲面および破壊曲面を求めることを目的として、応力比一定の異方圧密試験を行った。応力比 η は、次のように定義されている。

$$\eta = q/p \quad (2.1)$$

q と p はそれぞれ主応力差、平均有効応力であり、次のように表わされる。

$$q = \sigma_z' - \sigma_r' \quad (2.2)$$

$$p = (\sigma_z' + 2\sigma_r')/3 \quad (2.3)$$

ここで、 σ_z' は軸応力、 σ_r' は半径応力である。

図 2.14 は、異方圧密試験にあける荷重ステップ (・印)、降伏点 (○印)、破壊点 (×印) を示したものである。圧縮側 ($\eta \geq 0$) の降伏点を連ねると Cam clay model⁵⁾ による理論降伏曲面に近似している降伏曲面が得られる。実際、図に示した降伏曲面は、次式から得られる理論降伏曲面である。

$$\frac{q}{p} + M \cdot \ln \left(\frac{p}{p_c} \right) = 0 \quad (2.4)$$

式 (2.4) において、 M は、 ϕ' を内部摩擦角として、次式で定義される限界応力比である。

$$M = \frac{6\sin\phi'}{3 - \sin\phi'} \quad (2.5)$$

式(2.4)における M と p_c の値は、実測データを用いた最小二乗法により、 $M=1.96$ 、 $p_c=24.5\text{kgf/cm}^2$ と評価される。また、内部摩擦角 ϕ' は、式(2.5)より 47.62 度となる。

Cam clay modelは、土を等方性の材料と仮定している。しかし、図2.13の $\bar{\epsilon}_v - \bar{\epsilon}_z$ 関係に示したように、珪藻泥岩は本来等方性の材料とはいえない。しかしながら、図2.14に示したように、珪藻泥岩の圧縮側の降伏曲面は、Cam clay modelによって近似することができる。

一方、伸張側の降伏点を連ねると点線で示すような降伏曲面となる。伸張側の降伏曲面は、圧縮側のものと比べると拡大しており、Cam clay modelでは近似できないものとなっている。

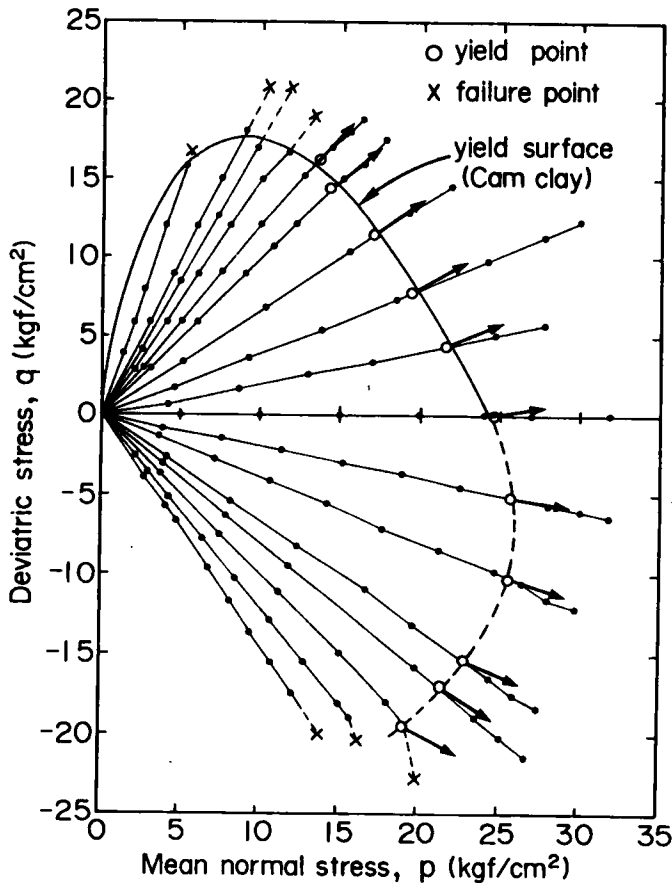


図 2.14 珪藻泥岩の降伏曲面と破壊点 ($p - q$ 平面)

図2.15 は、降伏点と破壊点を $\sigma_r' - \sigma_z'$ 平面上に表したものである。圧縮側では、軸応力 σ_z' がほぼ24.5kgf/cm²に達すると降伏が生じている。また、伸張側においては、側圧 σ_r' がほぼ28kgf/cm²に達すると降伏が生じている。

図2.16 は、応力比 η と初期降伏後のひずみ増分比 $d\varepsilon/d\varepsilon_v$ の関係を示したものである。ここで ε はせん断ひずみであり、次のように表わされる。

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon}_z - \frac{\bar{\varepsilon}_v}{3} \quad (2.6)$$

図2.16 には、Cam clay model による塑性ひずみ増分比 $d\varepsilon^p/d\varepsilon_v^p$ の理論曲線も合わせて示している。ここで、 ε^p は塑性せん断ひずみ、 ε_v^p は塑性体積ひずみである。ここで、 $d\varepsilon_p/d\varepsilon_v^p = d\varepsilon/d\varepsilon_v$ であると仮定すれば⁵⁾、Cam clay model による圧縮側のひずみ増分比 $d\varepsilon/d\varepsilon_v$ の予測値は、応力比 η の小さな範囲($0 \leq \eta < 0.4$) を除けば、実測値とよく一致している。図2.16 中の△印は、後で述べる K_0 圧密試験におけるひずみ増分比である。図2.14 の降伏曲面上にひずみ増分ベクトルを示しているが、ひずみ増分ベクトルは、圧縮側および伸張側においてほぼ降伏曲面に直交していることがわかる。

図2.14 と図2.15 に示したように、圧縮側の応力比 η の大きな試験と伸張側の応力比の小さな試験では、珪藻泥岩は破壊を生じている。破壊は、×印で示す最終荷重を載荷した直後に生じている。最終荷重を載荷してから破壊するまでの経過時間が全ての試験で2分以内と短いことから考えると、図2.14に示した降伏曲線は η が大きな応力範囲に対しては、破壊線となっているものと思われる。

以上に述べた珪藻泥岩の応力比一定異方圧密試験より、以下のことが明らかとなった。

- (1) 圧縮側の初期降伏曲面は、Cam clay modelによってよく近似される。
- (2) 伸張側の降伏曲面は、圧縮側のものに比べて拡大しており、Cam clay model では説明できないものとなっている。
- (3) 圧縮側および伸張側において、ほぼ normality rule が成立っている。
- (4) 圧縮側の応力比 η の大きいところと伸張側の応力比の小さいところでは、初期降伏曲面は破壊線としての役割をなすものと考えられる。

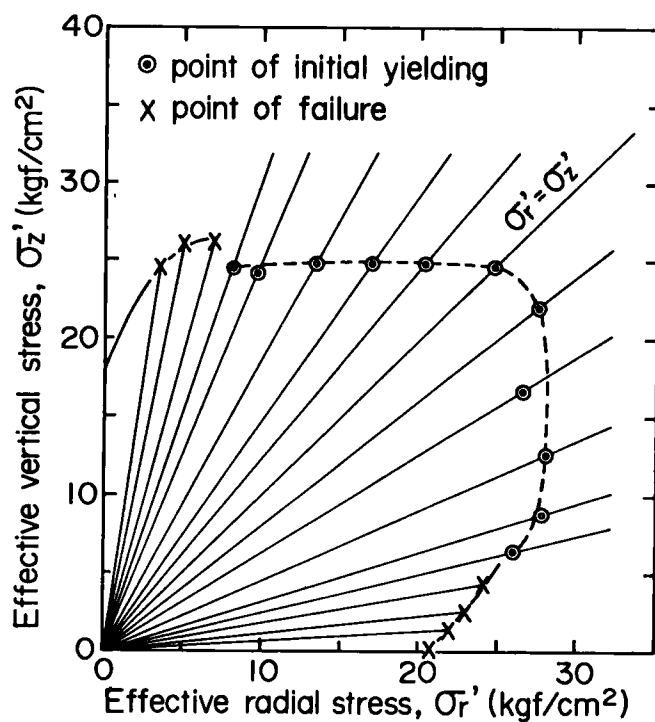


図 2.15 珪藻泥岩の降伏曲面と破壊点 ($\sigma_r' - \sigma_z'$ 平面)

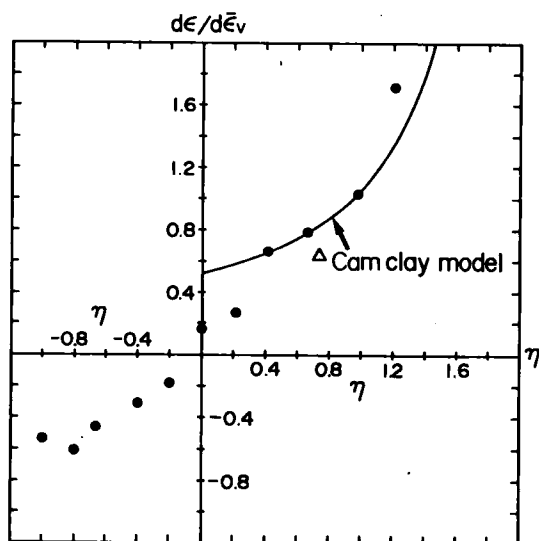


図 2.16 応力比 η とひずみ増分比の関係

2.6 ひずみ制御排水せん断試験

珪藻泥岩のせん断過程における拘束圧（側圧 σ_r' ）およびひずみ速度は、せん断応力-ひずみ関係に大きく影響するものと予想される。このことを明らかにするため、拘束圧（ σ_r' ）を変えて、ひずみ制御排水せん断試験を行った。

図2.17 は、ひずみ制御排水せん断試験の応力経路を示したものである。圧密圧力 p をそれぞれ0 から25kgf/cm²まで5kgf/cm²ステップとして24 時間等方圧密した後、拘束圧をそのままに保ち、軸ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_z=0.005\%/min$ で排水せん断を行った。

図2.18 は、等方圧密過程における圧縮経過時間 t と平均体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ の関係を示したものである。 $p=25\text{kgf/cm}^2$ の場合を除けば、 $t=24$ 時間の時点で圧密は完全に終了している。

図2.19 は、せん断過程における平均軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ と主応力差 q の関係を示したものである。拘束圧 $\sigma_r'=0$ と $\sigma_r'=5\text{kgf/cm}^2$ でせん断を行った場合、ひずみ軟化挙動を示している。特に $\sigma_r'=0$ の場合には、非常に明瞭なピークせん断抵抗を示し、軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ が約1.7%のところで破壊した後は、主応力差 q は急激に減少している。しかし、このような脆性的な性質は、拘束圧が大きい場合にはみられなくなる。すなわち、拘束圧の増大に伴い、より小さな主応力差で降伏を生ずるようになるが、その後は軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の増加に伴いより大きな傾きで主応力差が増大してゆく。つまり、拘束圧が大きくなればなるほど、珪藻泥岩のひずみ硬化の程度が大きくなっている。

図2.20 は、せん断過程における平均軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ と平均体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ の関係を示している。 $\sigma_r'=0$ の場合を除けば、拘束圧 σ_r' が大きくなればなるほど、珪藻泥岩の圧縮性は増大している。この圧縮性の増大は、図2.19に示したようなひずみ硬化の程度によく対応していることがわかる。 $\sigma_r'=0$ の場合の圧縮性が $\sigma_r'=5$ および10kgf/cm²の場合に比べて大きくなっている理由としてゴム膜（図2.4を参照）の破損が考えられる。ゴム膜の破損によって、セル内の水が直接ビューレットに流れ込んだため、見掛け上体積ひずみが大きくなったものであろう。そこで、別途に行った $\sigma_r'=0$ のせん断試験における $\bar{\epsilon}_z$ と $\bar{\epsilon}_v$ の関係を点線で示してい

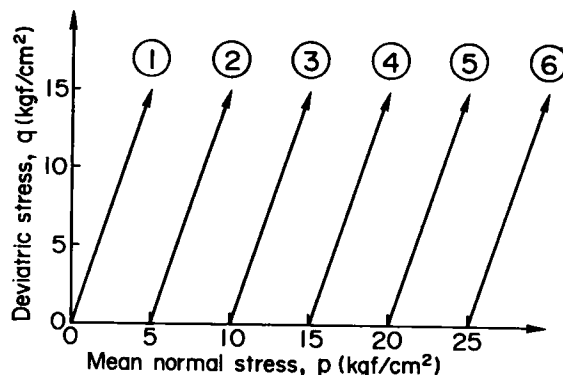


図 2.17 ひずみ制御排水せん断試験の応力経路

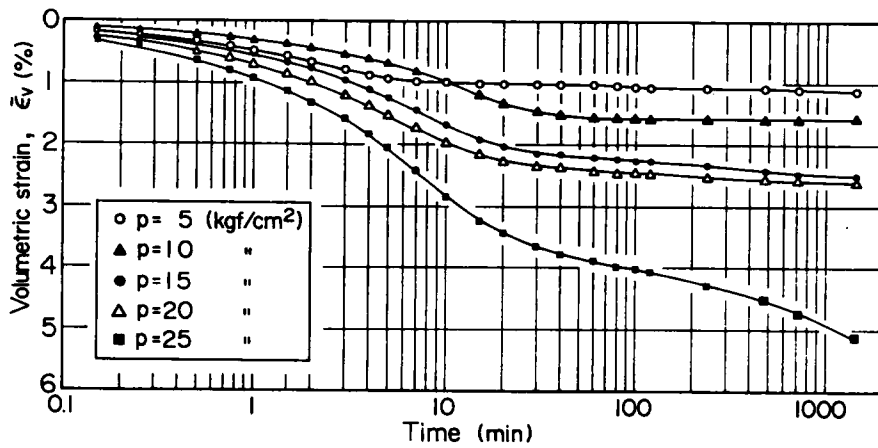


図 2.18 等方圧密過程における時間 t - 体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ 関係

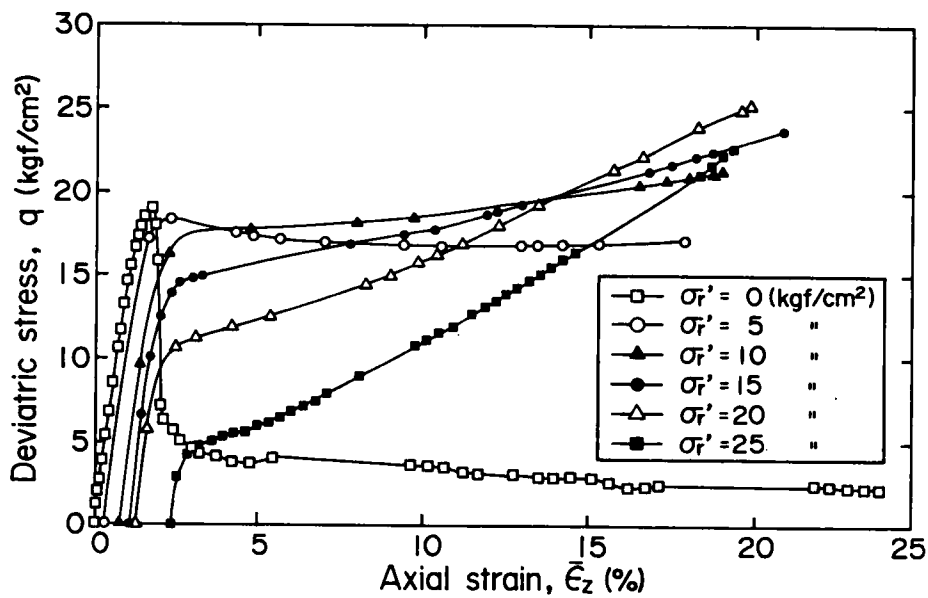


図 2.19 軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ と主応力 q の関係

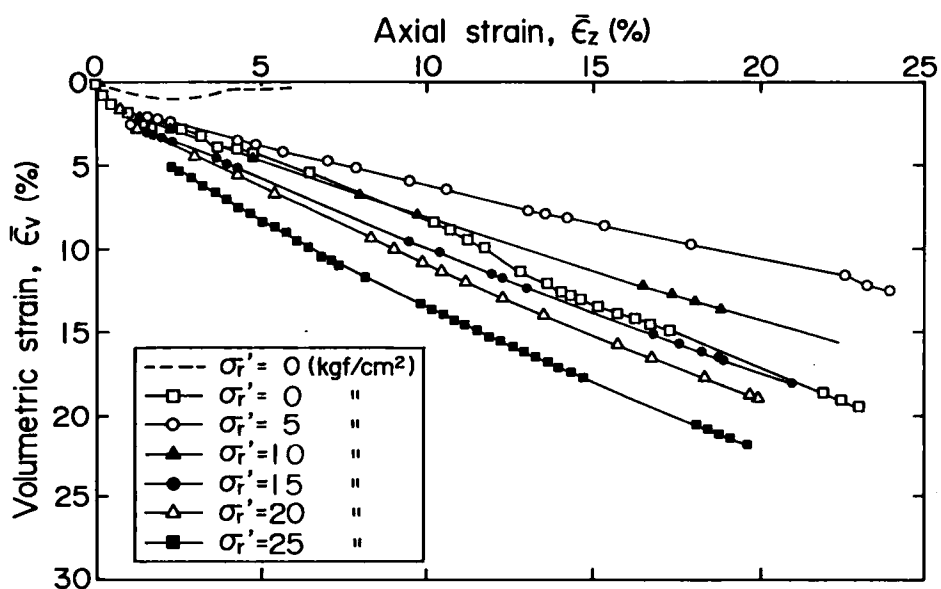


図 2.20 軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ と体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ の関係

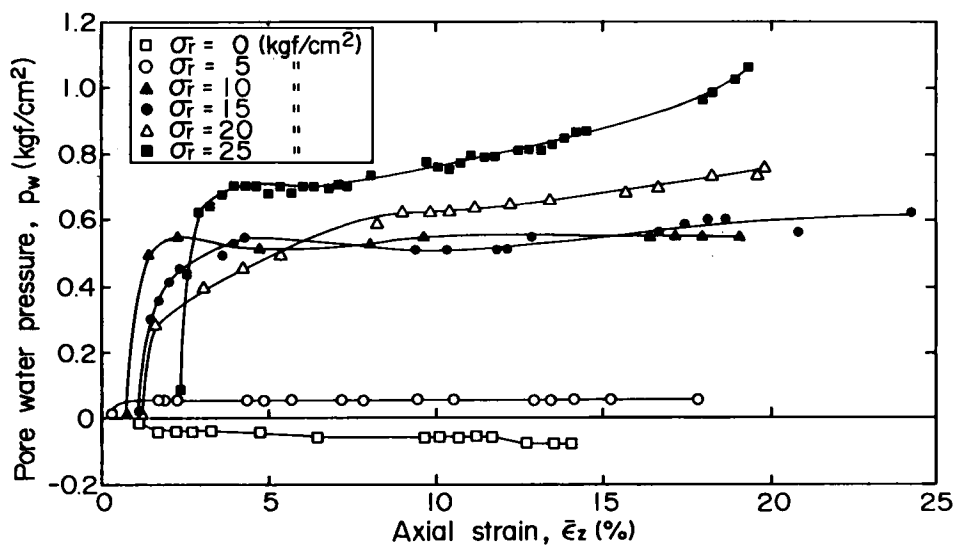


図 2.21 軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ と間隙水圧 p_w の関係

る。図からわかるように、 $\sigma_r' = 0$ の試験における体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ は、他の試験に比べて小さくなっている。 $\sigma_r' = 0$ の圧縮性は、本来 $\sigma_r' = 5 \text{ kgf/cm}^2$ のものより小さくなっているものと判断している。

図2.21 は、せん断過程における平均軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ と過剰間隙水圧 p_w の関係を示したものである。 $\sigma_r' = 0$ の場合を除けば、せん断開始後急に間隙水圧は上昇するが、その後はほぼ一定のままである。間隙水圧の大きさは、 $\sigma_r' = 10 \text{ kgf/cm}^2$ の場合でも $0.5 \sim 0.8 \text{ kgf/cm}^2$ であり、図2.11 と図2.12 に示した等方圧密試験の場合と比較すると、軸ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_z = 0.005\%/\text{min}$ では充分排水が行われていたものと判断することができる。

図2.22 は、せん断過程における平均圧密圧力 p と平均体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ の関係を示したものである。排水せん断試験における p と $\bar{\epsilon}_v$ の関係は、等方圧密試験(図2.6)で述べたと同様な関係があるため、これらの $p - \bar{\epsilon}_v$ 関係より、各せん断試験の降伏応力および破壊応力を求めた。

図2.23 は、ひずみ制御排水せん断試験において求めた破壊点と降伏点を示したものである。図中には、応力比一定の異方圧密試験で求めた初期降伏曲面も合わせて示している。図より、ひずみ制御せん断試験における初期降伏面は、応力比一定の異方圧密試験で得られた降伏曲面に比べて、かなり拡大していることがわかる。この理由として、応力径路の違い、および変位を制御してせん断を行ったことによるひずみ速度の違いの2つの要因が考えられる。

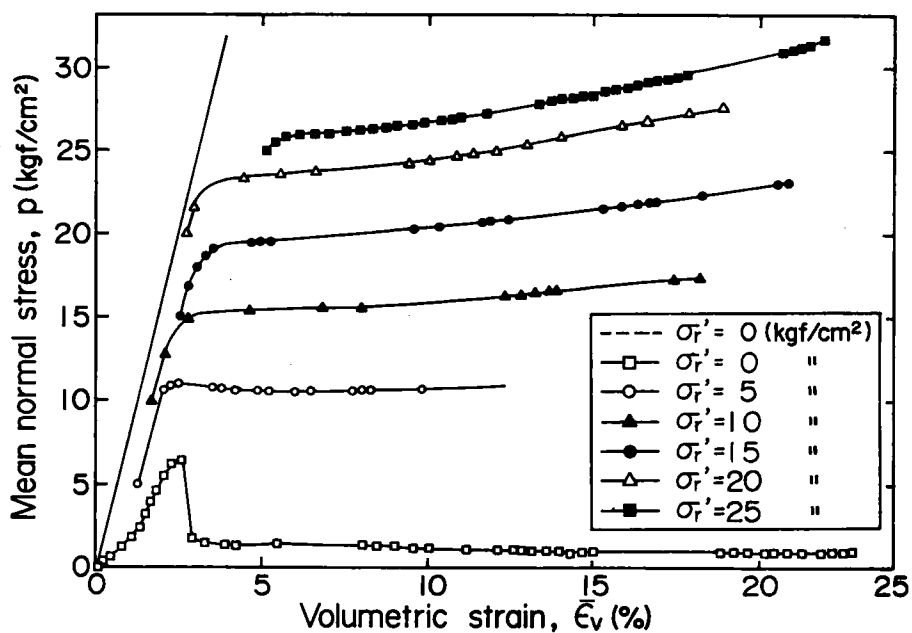


図 2.22 平均圧密圧力 p と体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ の関係

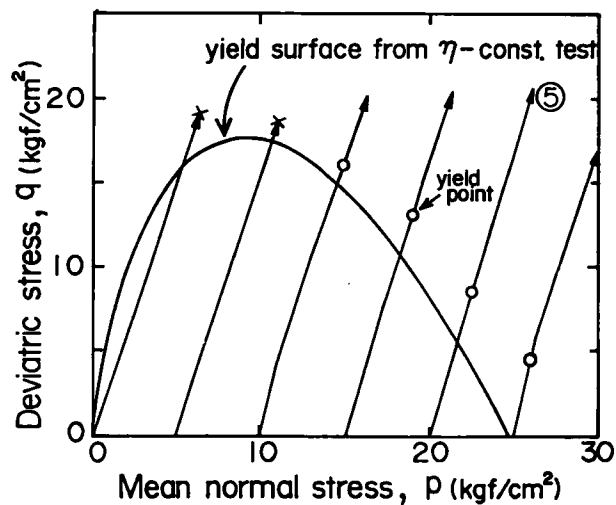


図 2.23 ひずみ制御排水せん断試験における降伏点

2.7 応力制御排水せん断試験

図2.23 に示したようなひずみ制御せん断試験における降伏曲面の拡大は、前川・宮北(1983)⁷⁾の実験においてもみられている。前川・宮北(1983)は、本研究で用いたと同じ珪藻泥岩試料を用いてひずみ制御せん断試験(ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_z = 0.005\%/min$)を行い、図3.24 に示すような初期降伏曲面を求めている。前川・宮北(1983)による降伏曲面は、式(2.4)において $M=1.72\sim 1.75$, $p_c=27\text{kgf}/\text{cm}^2$ とした理論曲面とよく一致している。

応力比一定の異方圧密試験とひずみ制御排水せん断試験における初期降伏曲面の相違(図2.23 と図2.24) が、何れの要因によるものかを調べるため、さらに2本の供試体に対して、ひずみ速度が小さいと考えられる応力制御による排水せん断を行った。

図2.25 は、応力制御排水せん断試験における応力経路と降伏点を示したものである。各試験(B1, B2)において、それぞれ $17\text{kgf}/\text{cm}^2$ および $20\text{kgf}/\text{cm}^2$ で24 時間等方圧密した後、24 時間ごとに軸応力 σ_z を $2\text{kgf}/\text{cm}^2$ ずつ増加することで応力制御による排水せん断を行った。図からわかるように、応力制御によるせん断試験で求めた降伏点は、ほぼ応力比一定の異方圧密試験で得られている初期降伏曲面上に位置している。すなわち、応力経路が異なるにも関わらず、ひずみ速度が小さいと考えられる応力制御で行った応力比一定の異方圧密試験と今度のせん断試験によって得られた初期降伏曲面は、ほぼ一致しているものと判断される。一方、図2.23 と図2.25 を比較すると、 $20\text{kgf}/\text{cm}^2$ で等方圧密した後でせん断を行った2つの試験(⑤とB2)の応力経路は、ほぼ一致していることがわかる。しかし、ひずみ制御せん断試験における降伏点は、応力制御せん断試験によるものより明らかに拡大した位置にある。

以上の結果により、ひずみ制御排水せん断試験において降伏曲面が拡大した原因は、応力経路の違いによるものではなく、変位を制御してせん断を行ったことによるひずみ速度効果によるものと判断される。

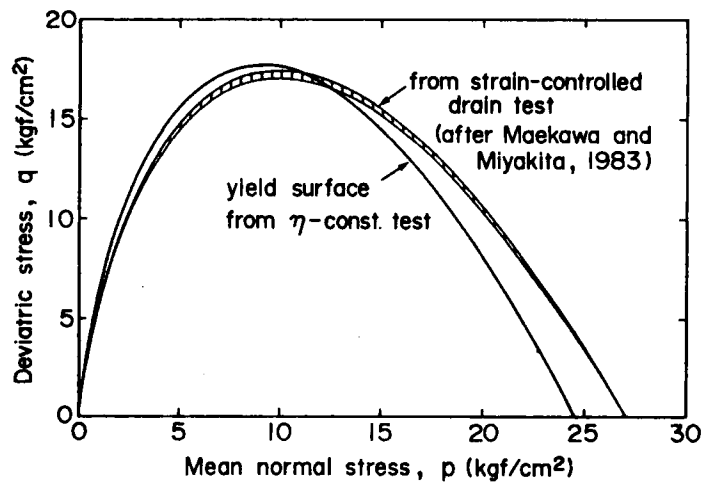


図 2.24 前川・宮北(1983)の試験結果

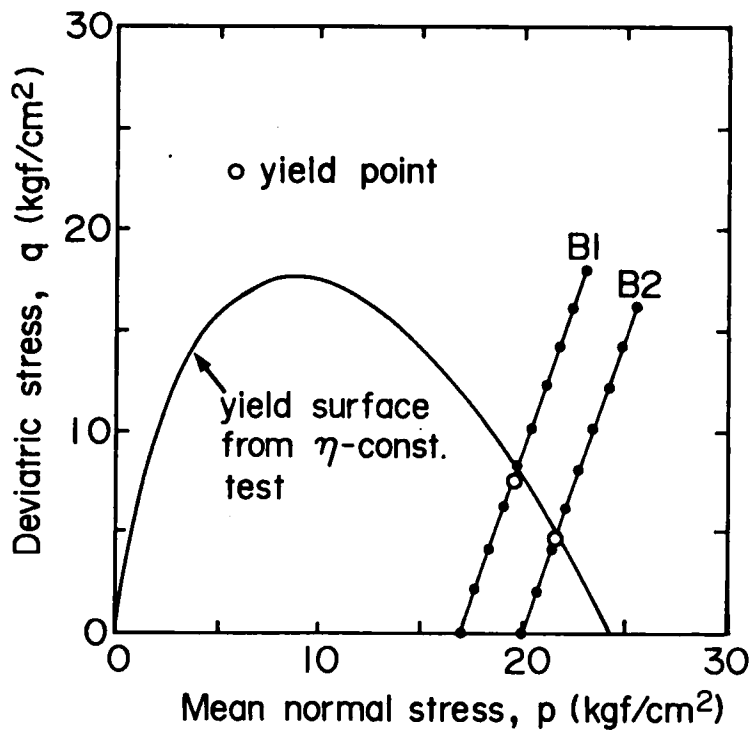


図 2.25 応力制御排水せん断試験における応力経路と降伏点

2.8 ひずみ制御非排水せん断試験

前節において、珪藻泥岩の排水せん断における応力-ひずみ関係はひずみ速度効果の影響を大きく受けることを述べた。ここでは、ひずみ制御非排水せん断試験を行って非排水せん断過程におけるひずみ速度効果を調べた結果について述べる。

実験方法としては、3本の供試体を圧密圧力 $p=34\text{kgf/cm}^2$ で24時間等方圧密した後、それぞれ軸ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_z$ を $0.01\%/min$, $0.1\%/min$, $1.0\%/min$ で非排水せん断を行った。等方圧密降伏応力が約 25kgf/cm^2 であるため(図2.6), $p=34\text{kgf/cm}^2$ の等方圧密過程終了時には、珪藻泥岩は正規圧密状態となっている。

図2.26は、ひずみ速度が異なる3つの試験の主応力差 q と平均軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の関係を示したものである。軸ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_z=0.01\%/min$ の場合、軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ が4.2%のところでピークせん断強度 $q=22.8\text{kgf/cm}^2$ に達し、その後軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の増加とともにせん断強度 q は徐々に減少している。図2.27は有効応力径路を示したものであるが、ピーク強度以降にも有効平均主応力 p が減少していることがわかる。これと同様な応力-ひずみ関係は、 $\dot{\epsilon}_z=0.1\%/min$, $1.0\%/min$ の場合にもみられている。ただし、ピークせん断応力は $\dot{\epsilon}_z=0.1\%/min$ の場合に 24.7kgf/cm^2 , $\dot{\epsilon}_z=1.0\%/min$ の場合には 27.0kgf/cm^2 となっている。このことは、正規圧密状態における珪藻泥岩の非排水強度は、せん断速度が10倍になると約8%増加することを意味している。

以上に述べたような珪藻泥岩のひずみ速度効果依存性は、ピーク強度以降には顕著にはみられなくなる。図2.26に示したように、軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ が20%に達すると、三者の強度 q にはほとんど差がなくなる。 $\bar{\epsilon}_z=20\%$ においては、図2.27からわかるように、3つの試験ともひずみ速度 $\dot{\epsilon}_z$ に関わらず、破壊状態線($q=M\cdot p$)に到達している。

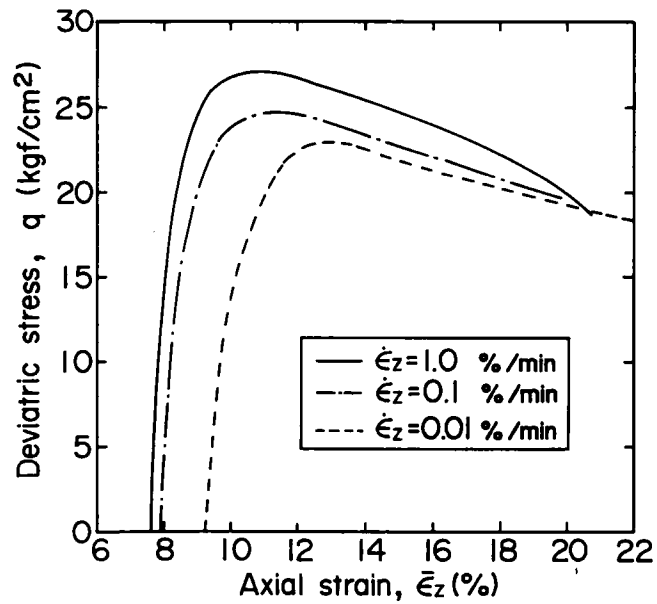


図 2.26 主応力差 q と軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の関係

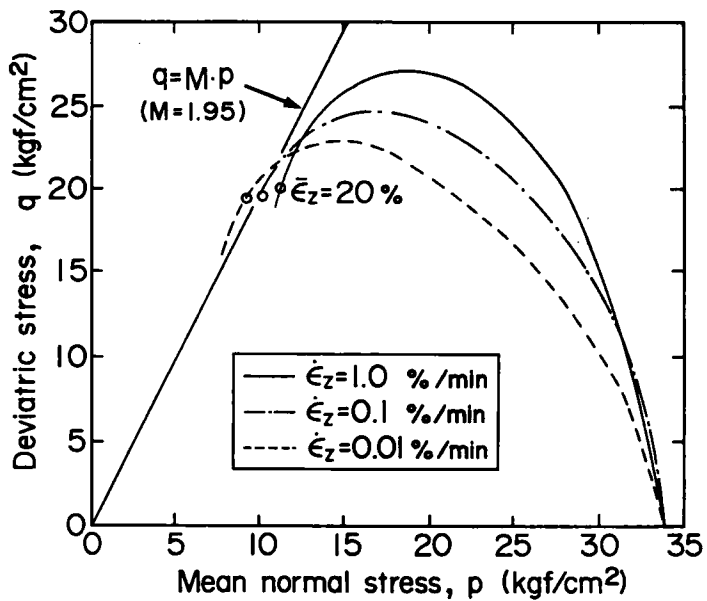


図 2.27 ひずみ制御非排水せん断試験の有効応力経路

2.9 K_0 圧密試験

地盤の堆積過程においては、一般に水平方向のひずみが無い状態、いわゆる K_0 状態で圧密を生ずるものと考えられる。したがって、 K_0 状態における圧密特性を明らかにすることは、地盤の初期応力状態を評価しようとする上で非常に有効な手段となり得るものと思われる。さらには、鋼管杭を地盤に打設した場合、鋼管内に侵入してきた土、すなわち管内土は、それ以降 K_0 状態に近い変形をするものと考えられる。以下では、珪藻泥岩の K_0 圧密試験結果⁸⁾について述べる。

計2通り(Test 1とTest 2)の K_0 圧密試験を行った。試験は応力制御方式で行い、軸変位量と排水量から半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ を逆算し、半径ひずみができるだけ生じないように軸圧 σ_z と側圧 σ_r を制御しながら載荷を行った。

Test 1 の試験結果

図2.28 は、Test 1 における応力径路を $\sigma_r' - \sigma_z'$ 平面に表わしたものである。Test 1 の K_0 圧密試験においては、半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ の変化を $\pm 0.15\%$ 以内で制御した(図2.30)。図からわかるように、軸応力 σ_z' が 23kgf/cm^2 (step10) までは、ほぼ応力比 $K = \sigma_r' / \sigma_z' = 0.13$ に沿う応力径路となっているが、それ以降急激に応力比が减小し、 $\sigma_z' = 23\text{kgf/cm}^2$ 以上では、 $K = 0.52 \sim 0.57$ を保ちながら σ_r' と σ_z' は増加している。粘性土の正規圧密時における静止土圧係数 K_0 に対して、Kenney(1959)⁹⁾ と Massarsch(1979)¹⁰⁾ は、塑性指数 PI をパラメータとしてそれぞれ次のような推定式を提案している。

$$K_0 = 0.19 + 0.233 \log PI \quad (2.7)$$

$$K_0 = 0.44 + 0.42 PI / 100 \quad (2.8)$$

図2.28 には、 $PI = 46 \sim 58\%$ とした場合の両式による K_0 値の範囲を示している。 σ_z' が 23kgf/cm^2 以上における珪藻泥岩の K_0 値は、Kenney の式によるものとよく一致するようである。

図2.29 は、Test 1 における応力径路を $p - q$ 平面に表したものである。図中には、応力比一定の異方圧密試験において得られた降伏曲線[図2.14, 式(2.4)]も示している。Step 10において珪藻泥岩は降伏していることがわかる。その後、応力径路は初期降伏曲面に沿って移動し(step11, step12)、応力比 $\eta = q/p$ が $0.75 \sim 0.60$ まで减小すると、ほぼその応力比に沿って応力が増加する応力径路となっている。このような K_0 値の急激な変化は、珪藻泥岩が持つセメンテーションによる固結力が珪藻泥岩の降伏によって急激に消失すること

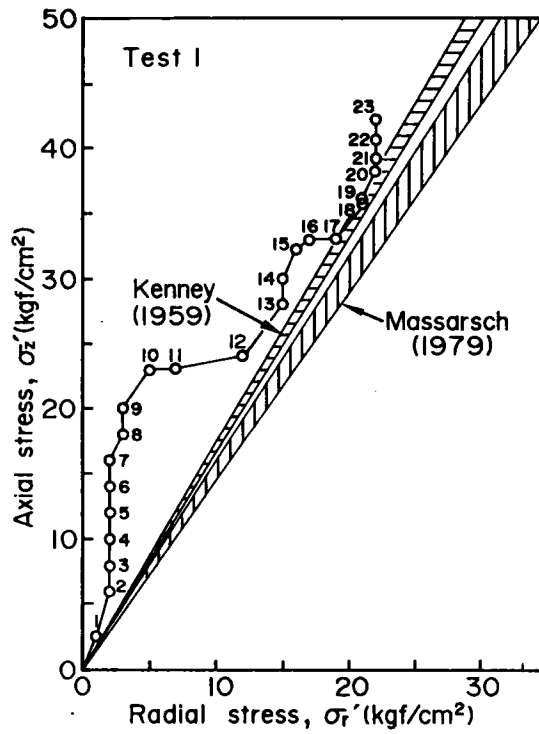


図 2.28 Test 1 の応力経路 ($\sigma_r' - \sigma_z'$ 平面)

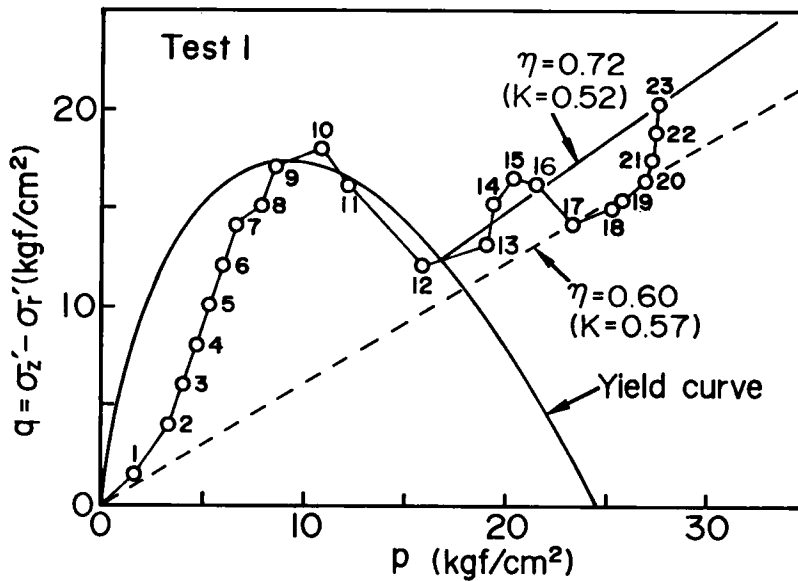


図 2.29 Test 1 の応力経路 ($p - q$ 平面)

によるものと考えられる。

K_0 圧密試験においては、半径ひずみが生じないように軸圧 σ_z と側圧 σ_r を制御しているが、実際にはわずかに半径ひずみが生じている。図2.30 は、軸圧 σ_z 、半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ および $K=\sigma_r'/\sigma_z'$ の関係を示したものである。Step1からstep9の過圧密領域においては、 $\bar{\epsilon}_r$ のわずかな変化によって K の値は大きく変化している。例えば、半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ が0.132%(step2)から0.026%(step7)まで変化すると、 K の値は0.33から0.13まで減小している。しかし、step12以降の正規圧密領域においては半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ が-0.147から0.153%の範囲で増減しているにも関わらず、 K の値は0.50から0.58の範囲でしか変化していない。Okochi and Tatsuoka(1984)¹¹⁾は、砂の場合 ± 0.05 の精度で K_0 値を求めるためには、 $\bar{\epsilon}_r$ の変化を $\pm 0.01\%$ 以下にすべきであるとしているのに比較すると、珪藻泥岩の場合同程度の予測をするためには、半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ の変化を $\pm 0.1\%$ 以下にすれば充分であると推察される。

図2.31 は、Test 1における軸圧 σ_z' と軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の関係を示したものである。過圧密領域においては、軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ (=体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$)はほぼ σ_z' に比例しており、圧縮性も小さい。しかし、一たん軸降伏応力($\sigma_{zy}'=24\text{kgf/cm}^2$)を超えると、珪藻泥岩の圧縮は著しく増加している。

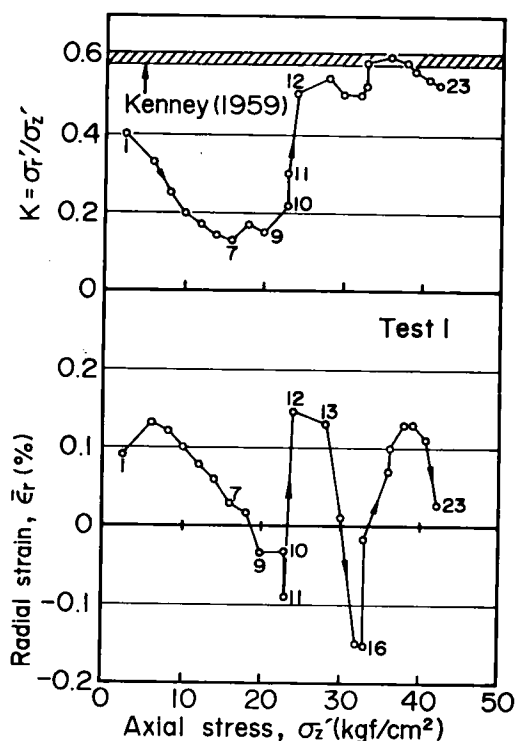


図 2.30 軸応力 σ_z' 、半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ 、 K 値の関係 (Test 1)

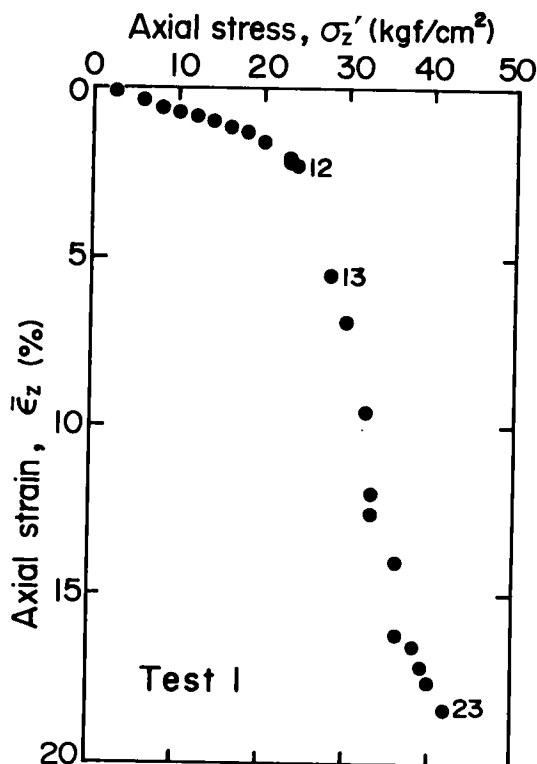


図 2.31 軸応力 σ_z' と軸ひずみ $\bar{\epsilon}_z$ の関係 (Test 1)

Test 2 の試験結果

Test 2 においては、除荷時の静止土圧係数 K_i を求めるために、一たん正規圧密領域まで載荷した後に K_0 状態を保ちながら除荷を行った。

図2.32 にTest 2 における応力経路、図2.33 に軸圧 σ_z' 、半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ 、 $K=\sigma_r'/\sigma_z'$ の関係を示す。Test 1の結果に基づき、まず正規圧密領域における静止土圧係数 $K_0(=0.57)$ の割合でstep 2 まで軸圧 σ_z' と側圧 σ_r' を載荷した。Step 2 における軸圧 $\sigma_z'=35.1 \text{ kgf/cm}^2$ は、降伏応力 $\sigma_{zy}'=24 \text{ kgf/cm}^2$ に比べて充分大きいため、過去の応力履歴の影響は消失しているものと考えられる。Step 2 における半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ は -0.062% であり、ほぼ K_0 状態となっている。その後、step 2の状態から半径ひずみの変位が生じないように除荷を行った(step 3 ~ step 10)。Alpan(1967)¹²⁾とMayne and Kulhawy(1982)¹³⁾は、それぞれ次のような除荷時の静止土圧係数 K_i の推定式を提案している。

$$K_i = K_0 \left(\frac{\sigma_{vo}'}{\sigma_{vi}'} \right)^\beta, \quad \beta = 0.54 \exp \left(-\frac{PI}{122} \right) \quad (2.9)$$

$$K_i = K_0 \left(\frac{\sigma_{vo}'}{\sigma_{vi}'} \right)^m, \quad m = \sin \phi' \quad (2.10)$$

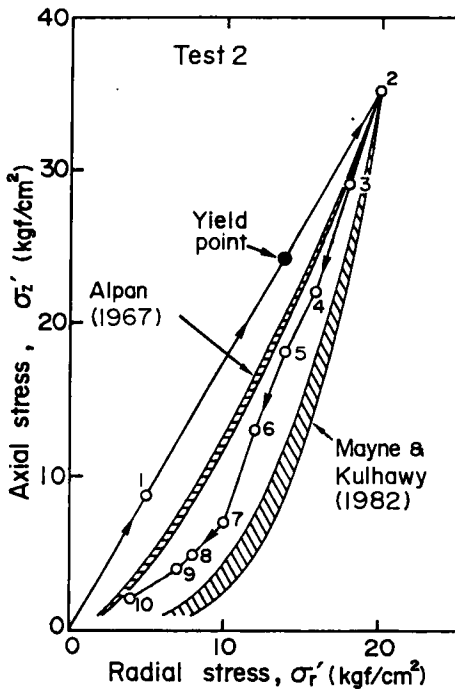


図 2.32 Test 2の応力経路
($\sigma_r' - \sigma_z'$ 平面)

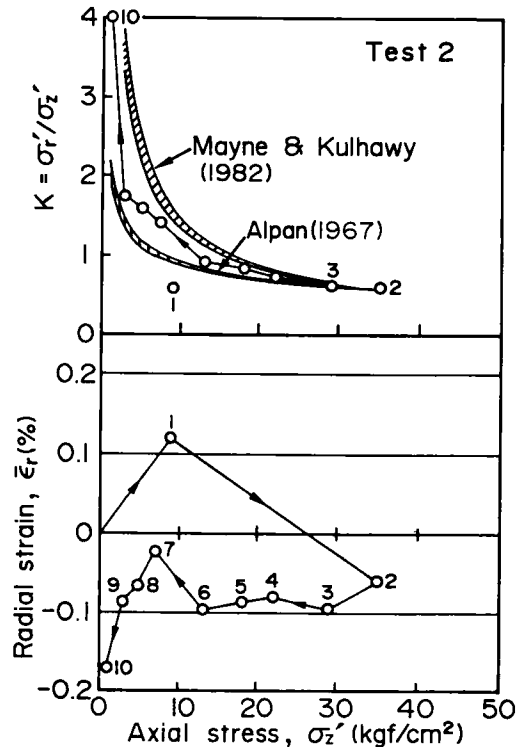


図 2.33 軸応力 σ_z' 、半径ひずみ $\bar{\epsilon}_r$ 、 K 値の関係 (Test 2)

ここで、 σ_{vo}' は先行土かぶり圧、 σ_{vi}' は現在の土かぶり圧、 ϕ' は内部摩擦角である。図 2.32 からわかるように、実測値は両式のほぼ中間の値となっている。実測データは、式 (2.10) において、 $\beta=0.45 \sim 0.50$ とした範囲にある。

図 2.33 に示す $\bar{\epsilon}_r$ と K の変化のようすをみると、特に大きな過圧密比においては、 K_i の値はわずかな $\bar{\epsilon}_r$ の変化によって大きく変化している。したがって、除荷の静止土圧係数 K_i を K_0 圧密試験によって求める場合には、正規圧密時の静止土圧係数 K_0 を求める場合 (図 2.30) に比べて、より $\bar{\epsilon}_r$ の変化を小さくするように試験を行う必要がある。

初期地圧の推定

珪藻泥岩が過去に実際 $\sigma_{zy}' = 24 \text{ kgf/cm}^2$ の先行土かぶり圧を受け、その後何らかの要因によって除荷を受けているものならば、Test 2 の試験結果より現在の地盤の応力状態をある程度予測できるものと思われる。しかし、地質史的には能登半島に分布する珪藻泥岩は、先のような載荷・除荷を受けていない¹⁾。すなわち、珪藻泥岩の見掛けの先行圧密力 $\sigma_{vo}' = 24 \text{ kgf/cm}^2$ は、実際にそこまでの先行土かぶり圧を受けていたことを意味するものではなく、セメンテーション効果によって見掛け上先行土かぶり圧が大きくなっているものである。このような珪藻泥岩のセメンテーション効果は、 K_0 圧密試験における載荷・除荷のメカニズムと異なっている。したがって、Test 2 の試験結果より現在の珪藻泥岩地盤の応力状態を直接評価することは不確かなものと思われる。

宮北・前川・松本・小川 (1986)¹⁴⁾ は、珪藻泥岩地山の初期応力状態を原位試験によって評価することを試みている。原位置試験は、珪藻泥岩地山にある坑道で行っている。宮北らの研究は現在進行中であるが、これまでに次のような結果が得られている。

- (1) 鉛直応力は単に土かぶり圧だけではなく地形、堆積面の傾斜、不連続面の有無によっても変化するものである。
- (2) 水平応力も鉛直応力と同様に多くの要因の影響によって変化している。
- (3) $K = \sigma_r' / \sigma_v'$ の実測結果は、 $0.32 \sim 1.01$ と大きく変化している。

以上の結果からわかるように、珪藻泥岩地盤の初期応力状態を評価することは、非常に難しいものである。しかし、地盤の初期応力状態は、杭支持力に大きく影響するものと考えられるため、宮北らの今後の研究成果が期待される。

2.10 結 語

珪藻泥岩の等方圧密試験、応力比一定の異方圧密試験、ひずみ制御排水せん断試験、応力制御排水せん断試験、ひずみ制御非排水せん断試験、 K_0 圧密試験の三軸試験を行った。これらの試験より、珪藻泥岩の力学的特性として次のことが明らかになった。

- (1) 初期降伏応力以下の過圧密領域では、非常に明瞭な線形弾性挙動を示し、圧縮性も小さい。
- (2) 圧縮側の降伏曲面はCam clay model でよく近似できる。しかし、伸張側の降伏曲面は圧縮側のものより拡大しており、Cam clay model では説明できないものとなっている。
- (3) 一たん降伏を生ずると、急激に圧縮性が増加し、顕著な二次圧縮挙動を示すようになる。
- (4) 排水せん断試験においては、拘束圧が大きくなるとひずみ硬化の程度が大きくなる。
- (5) 降伏応力は、ひずみ速度効果によって拡大する。このひずみ速度は、ピークせん断強度までは顕著であるが、ピーク強度以降にはひずみの増加と共に消失する傾向にある。
- (6) K_0 圧密試験の初期载荷における過圧密領域での K_0 は0.13 である。正規圧密領域では、急激に K_0 値が増加し、 $K_0=0.57$ となる。

次章では、これらの珪藻泥岩の力学的挙動を考慮に入れた開端杭の内周面摩擦による支持力算定式について考察する。

参考文献

- 1) 石川県(粕野義夫著)(1977):石川県の自然環境 第1分冊 地形地質、128pp.
- 2) 関口秀雄(1982):泥岩に根入れされた鉛直支持力に関するレオロジー的研究、昭和56年度科学研究費補助金(一般研究(B))研究成果報告書、94pp.
- 3) 三笠正人(1964):「圧密試験の整理方法について」、土木学会第19回年次学術講演会
- 4) Sekiguchi, H., Nishida, Y., Matsumoto, T. and Uesawa, M. (1985): "Characterization of a Diatomaceous Mudstone by Elasto-Viscoplasticity," Proc. 5th Int. Conf. Numerical Methods in Geomechanics, Nagoya, Vol.1, pp.437-444.
- 5) Roscoe, K.H., Scofield, A.N. and Thurairajah, A. (1963): "Yielding of Clays in States Wetter than Critical," Géotechnique, Vol.13, pp.211-240.
- 6) 松本樹典・栗原勝美・西田義親(1985):「珪藻泥岩のせん断特性」、土木学会第40回年次学術講演会、pp.537-538.
- 7) 前川晴義・宮北啓(1983):「珪藻質軟岩の力学的特性」、土木学会論文報告集、第334号、pp.135-143.
- 8) 松本樹典・太田秀樹・西田義親(1985):「珪藻泥岩の静止土圧係数」、第20回土質工学研究発表会、pp.457-460.
- 9) Kenney, T.C.(1959):Discussion on Proc. Paper 1732(Wu, 1958), Proc. ASCE, Vol.85, No.SM3, pp.67-79.
- 10) Massarsch, K.R. (1979): "Lateral Earth Pressure in Normally Consolidated Clay," Design Parameters in Geotechnical Engineering, 7th Eur. Conf. Soil Mech. Found. Engrg., Vol.2, pp. 245-249.
- 11) Okochi, Y. and Tatsuoka, F.(1984): "Some Factors Affecting K_0 -Values of Sand Measured in Triaxial Cell," Soils and Foundations, Vol.24, No.3, pp.52-58.
- 12) Alpan, I.(1967): "The Empirical Evalution of the Coefficient K_0 and K_{OR} ," Soils and Foundation, Vol.7, No.1, pp.31-40.
- 13) Mayne, P.W. and Kulhawy, F.H. (1982): " K_0 -OCR Relationship in Soil," Proc. ASCE, Vol.108, No.GT6, pp.851-872.
- 14) 宮北啓・前川晴義・松本樹典・小川義厚(1986):「珪藻質軟岩の地山の初期応力の推定について」、第21回土質工学研究発表会、pp.939-942.

第3章 開端杭の内周面摩擦による支持力

3.1 緒言

一般に、杭の鉛直荷重は、先端支持力と杭周面摩擦力によって受け持たれる。先端開放型の杭における先端支持力は杭肉厚部に作用する支持力と管内土部分に作用する支持力からなる。この管内土による支持力は、管内土と杭内周面との間の摩擦力に起因するものである。

管内土による先端支持力機構については、岸田(1967)¹⁾、駒田・山川(1974)²⁾、駒田・大志万・森山(1974)³⁾、岸田・有原・原(1974)⁴⁾、勝見・岩成・箕作(1981)⁵⁾が砂地盤に鋼管杭を押し込む実験を行い、開端杭の閉塞効果について検討を行っている。山原(1964)⁶⁾は、管内土を非圧縮性と仮定して、管内土と管内壁の間の摩擦が管内土高さの全長にわたって支持力に寄与するものと考え、管内土による支持力算定式を求めている。勝見・貴谷・渡嘉敷・川崎(1979)⁷⁾は、Kötterの方程式を用いて管内土高さと閉塞効果の関係について考察している。また、青木・岸田(1979)⁸⁾は、管内の土要素の力の釣り合い式に基づき、管内土の内圧によって生ずる鋼管のふくらみをも考慮して、管内に詰った砂の極限抵抗力を求めている。しかしながら、これらの理論的研究は、管内土の力の釣り合い式にのみ基づいたものであり、土の変形特性が管内土による支持力に及ぼす影響を考慮していない。管内土による内周面摩擦は、管内土自体の変形により引き起されるものであり、本来、土と杭の相互作用として理解されるべきものである。また、勝見・岩成・箕作(1981)⁵⁾が指摘しているように、管内土の閉塞効果は地盤そのものの支持力との関係で論ぜられるべきである。しかし、複雑な開端杭の支持力機構を杭、管外土、管内土の3者の相互作用として解析し、支持力算定式を求めることは容易でない。

そこで、本章においては、微小な変形がせん断抵抗に強く影響する材料として軟岩を念頭に置き、通常の三軸試験によって求まる土の変形特性を直接利用できるかたちの管内土モデルを考察する。これにより、土の変形を考慮した管内土の支持力算定式を求めた。軟岩の一種である珪藻泥岩を用いて開端鋼管杭のモデル載荷実験を行い、算定式の妥当性および適用性を検討すると共に、開端杭の閉塞効果について考察する。

3.2 開端杭の鉛直支持力

図3.1は、開端杭の鉛直支持力機構を示したものである。いま、外径 D 、内径 D_i の一樣な断面を持つ開端杭が根入れ長さ L まで地盤に押し込まれ、管内土が杭先端から H の高さまで存在しているとする。このとき、開端杭の鉛直支持力 Q は、次のような成分の和として与えられる。

$$Q = Q_{fo} + Q_{fi} + Q_{pn} \quad (3.1)$$

ここに、 Q_{fo} は外周面摩擦による支持力、 Q_{fi} は内周面摩擦による支持力、 Q_{pn} は杭先端純断面に作用する支持力である。内周面摩擦による支持力は杭先端位置の管内土断面に作用する鉛直力と等しいため、 Q_{fi} を管内土の支持力と呼ぶことにする。

以下、管内土の変形特性を考慮した管内土の支持力算定式について述べる。

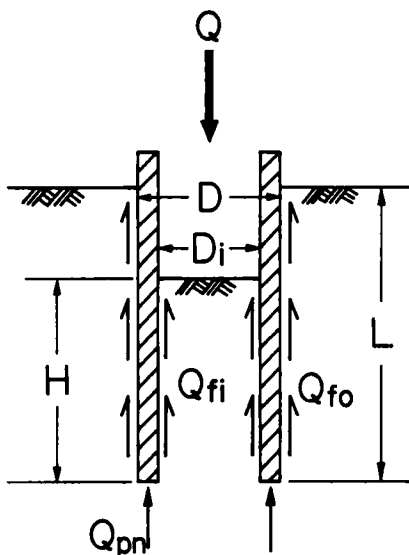


図 3.1 開端杭の鉛直支持力要素

3. 3 管内土の支持力算定式

(1) 管内の土要素の力の釣り合い式

管内土の応力状態を求めるには、釣り合い式に、土の応力－ひずみ関係を表わす式を代入して、適切な境界条件の下で解を求めなければならない。しかしながら、このようにして解析解を求めることは簡単でないから、単純化したモデルを考えることにする。

いま、開端杭が押し込まれる際の地盤の挙動について考えてみる。開端杭の貫入につれて、地盤の応力状態は、初期応力状態から変化してゆき、変形、変位も進行していく。管内に侵入する土に注目すると、杭先端部近くの土は、杭先端が真上に達してくるまでにある程度の応力変化、変形を受けている。その後、管内に侵入した土は、杭内周面との間ですべりを生じながら、管内を上昇していく。杭の剛性が土に比べて非常に大きいため、一度管内に侵入した土はそれ以上半径方向に変形しないとものと仮定する。

本研究においては、図 3.2 に示すようなサイロ理論による力の釣り合い式を用いることにする。任意の深さにある厚さ dz の円板要素にかかる力の釣り合い式が、次式で示されとする。

$$\frac{\partial \sigma_z'}{\partial z} = \frac{4}{D_i} \cdot \sigma_r' \tan \phi_j' + \gamma' \quad (3.2)$$

ここに、 ϕ_j' は杭材と土との間の有効境界摩擦角、 γ' は土の水中単位体積重量である（水の無い場合は空中単位体積重量とする）。座標 z は、管内土上面を原点として下向き方向を正とした。杭の貫入速度が非常に小さく、地盤中に過剰間隙水圧は発生しないものと仮定する。したがって、応力はすべて有効応力で表示している。

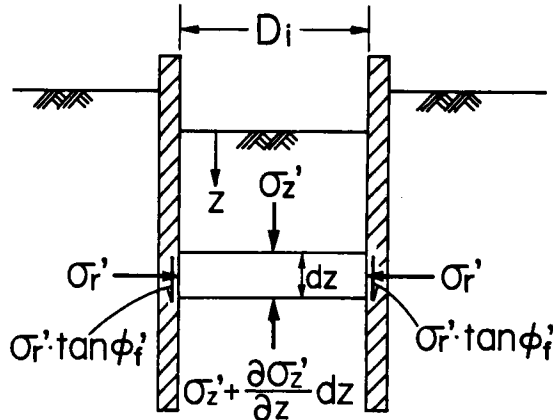


図3.2 管内土の土要素の釣り合い

(2) 管内土の支配方程式

三軸試験によって求まる土の応力-ひずみ関係を管内土に直接適用するために、図3.2に示した厚さ dz の円板要素の応力-ひずみ関係が、図3.3に示すような円柱形の土供試体に軸応力 σ_z' と側方応力 σ_r' が作用した時の応力-ひずみ関係に等しいと仮定する。周面摩擦の影響を無視することになるが、後で示すように実験値とかなりの精度で適合するため、第1近似として解析の出発点とする。

a) 弾性領域の支配方程式

管内土が弾性体であるとすれば、円板要素の応力-ひずみ関係を、以下のように表すことができる。圧縮ひずみ、圧縮応力を正とし、次の関係を用いる。

○ フックの法則

$$\epsilon_z = \frac{\sigma_z' - 2\nu' \sigma_r'}{E'} \quad (3.3)$$

ここに、 ϵ_z は鉛直ひずみ、 ν' と E' は土の構造骨格のポアソン比とヤング率である。

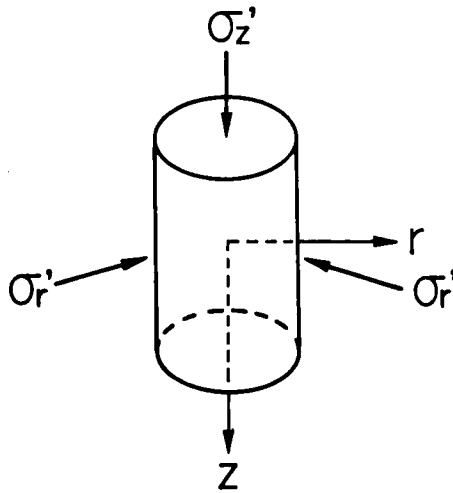


図3.3 管内土の応力状態モデル

- 体積ひずみ ε_v

$$\varepsilon_v = \varepsilon_z + 2\varepsilon_r = \frac{1}{K'} \left(\frac{\sigma'_z + 2\sigma'_r}{3} \right) \quad (3.4)$$

- 体積弾性係数 K'

$$K' = \frac{E'}{3(1-\nu')} \quad (3.5)$$

- 応力増分比 K

ここで応力増分比 K を次のように定義する。

$$\Delta\varepsilon_r = 0 \quad \text{で} \quad K = \frac{\Delta\sigma'_r}{\Delta\sigma'_z} \quad (3.6)$$

すなわち、円柱状供試体の半径ひずみ ε_r をそれ以上変化させないで圧縮する時の側方応力の増分 $\Delta\sigma'_r$ と鉛直応力の増分 $\Delta\sigma'_z$ の比である。弾性体の場合、応力増分比 K を K_e で表すると次式が成立する。

$$K_e = \frac{\nu'}{1-\nu'} \quad (3.7)$$

これは、土を弾性体と考える場合の静止土圧係数に等しい。

これらの関係より次式を得る。

$$\sigma_r'(z) = K_e \sigma_z'(z) + \frac{3(1-2\nu')K'}{1-\nu'} \cdot \varepsilon_r(z) \quad (3.8)$$

上式において、 σ_r' 、 σ_z' 、 ε_r は深さ z の関数であるが、 K_e 、 ν' 、 K' の土質定数は深さ z に関係なく一定値である。式(3.8)右辺の第2項は円柱状供試体が $\sigma_z' = 0$ のもとで ε_r の半径ひずみを受けたとき、側方からかかる応力 σ_r' を表わしている。右辺第1項は、この状態から $\Delta \varepsilon_r = 0$ の条件下で、鉛直応力 σ_z' を載荷したときの側方応力の増分 $\Delta \sigma_r'$ を表わしている。管内土の貫入機構を、 $z=0$ において $\sigma_z' = 0$ の条件下で、ある大きさの側方応力を受けて管内径と同じ直径を持つ円柱状供試体が管内を上昇していくというものに置き換えることにする。これは、3.3(2)のはじめに説明したようにかなり無理な仮定であるが、三軸試験より得られる結果を容易に利用するうえで都合が良い。本来、管外・管内両方の土と杭との相互作用として解析しなければならない問題を、ここでは管内土だけに注目して単純化したモデルによって解こうとするわけであるから、いくつかの仮定が結果として互いに誤差をキャンセルするよう工夫しながら解法を組み立てなければならない。上記の仮定はこのような意図のもとに立てられた仮定であり、後で示すように、結果的には実験値とよく適合する。

式(3.8)を釣り合い式(3.2)に代入すると次式を得る。

$$\frac{\partial \sigma_z'}{\partial z} = \frac{4 \tan \phi_j'}{D_i} \left\{ K_e \sigma_z'(z) + \frac{3(1-\nu')K'}{1-\nu'} \cdot \varepsilon_r(z) \right\} + \gamma' \quad (3.9)$$

ここで、 ε_r が深さ z に関係せず一定値と仮定すると、

$$\varepsilon_r(z) = \text{const.} = (\varepsilon_r)_e \quad (3.10)$$

境界条件として、 $z=0$ において $\sigma_z' = 0$ を用いると、式(3.9)と式(3.10)より次式が求まる。

$$\sigma_z'(z) = \frac{1}{K_e} \left\{ \frac{3(1-2\nu')K'}{1-\nu'} \cdot (\varepsilon_r)_e + \frac{D_i \cdot \gamma'}{4 \tan \phi_j'} \right\} \left\{ \exp \left(4K_e \cdot \frac{z}{D_i} \tan \phi_j' \right) - 1 \right\} \quad (3.11)$$

上式において、 K_e 、 ν' 、 K' は比較的簡単な三軸試験によって求まる。また、 ϕ_j' は土と杭材との間のせん断試験によって求まる。したがって、何らかの方法によって $(\varepsilon_r)_e$ を決定できれば、式(3.11)を用いて管内土の応力状態を求めることができる。式(3.11)において、 $z=H$ (管内土高さ)としたものが管内土による支持力($q_{fi} = 4Q_{fi}/\pi D_i^2$)となるべきものである。式(3.11)によれば、杭先端部に位置する管内土の鉛直応力

$\sigma_z'(H)$ は、管内土高さ H に対して指数関数的に大きくなる。山原 (1964)⁶⁾ も同様の傾向を導いており、ほぼ妥当な結論と考えられる。

2. 9で述べたように、軟岩の K_0 圧密試験を行うと、ある程度の軸圧 σ_z' までは弾性的挙動を示すが、それを超えると降伏を生じて圧縮性が急激に大きくなる。管内土においても、土はそれ以上の半径ひずみを受けずに管内を上昇するため、 K_0 圧密試験におけるような挙動を示すものと考えられる。したがって、管内土が降伏するときの鉛直応力を σ_{zy}' とすると、式 (3.11) において

$$\sigma_z'(z) = \sigma_{zy}' \quad (3.12)$$

を満たす $z = z_e$ の深さより浅い管内土は弾性状態のままである。そして、図 3.4 に示すように、 $z = z_e$ より深い位置にある管内土は、降伏を生じている領域、すなわち塑性領域となっている。降伏が生ずると、軟岩や粘土の土質パラメータは、弾性状態に比べて、著しく変化するため、塑性領域に対しては、式 (3.11) を適用できない。そこで次に、塑性領域における支配方程式について考察を行う。

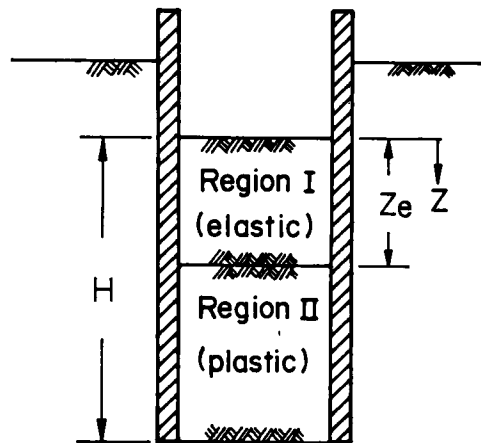


図3.4 管内土の応力領域

b) 塑性領域における支配方程式

一般に、降伏を生じている粘土の三軸供試体の半径ひずみ ϵ_r をそれ以上変化させないようには、荷重を行う場合の応力増分比 K_p は応力の大きさによらずほぼ一定値となる。また、この K_p の値は、正規圧密時の静止土圧係数 K_0 にほぼ一致することが知られている。すなわち、

$$\Delta \epsilon_r = 0 \quad \text{で} \quad K_p = \frac{\Delta \sigma_r'}{\Delta \sigma_z'} = K_0 \quad (3.13)$$

3. 3 (2)a) で述べた単純化した管内土の貫入機構を塑性領域にも適用して、塑性領域における支配方程式を次のように置く。

$$\sigma_r'(z) = K_p \sigma_z'(z) + g(z) \quad (3.14)$$

ここに、 $g(z)$ は式(3.8)の右辺第2項に対応する z の関数である。弾性域と同じく塑性域においても

$$g(z) = C = \text{一定値} \quad (3.15)$$

と仮定する。この仮定は弾性域とのアナロジーから得たものであり、弾・塑性両域における解析手法の形式的な一貫性を保持するうえで重要である。式(3.15)は、ひずみに関係しない式になっている。ここで求めようとしている応力-ひずみ関係は、いったん半径ひずみを与えた後、半径ひずみをそのまま一定に保った場合の軸応力と半径応力の関係を与えるものである。したがって、一般の、例えば一軸試験から得られる応力-ひずみ関係とは異なるものである。弾性領域での応力-ひずみ関係式(3.8)と降伏後の応力-ひずみ関係式(3.14)、(3.15)はそれぞれ一般の応力-ひずみ関係の弾性部分と塑性部分にある意味で対応し、前者では応力が半径ひずみに直接的に関係づけられるのに対し、後者では半径ひずみの大きさのいかんに関わらず軸応力と半径応力の間にはほぼ一定の関係が成立すると考えてよい。

式(3.14)、(3.15)を釣り合い式(3.2)に代入することにより、次式を得る。

$$\sigma_z'(z) = B \exp\left(\frac{4K_p \tan \phi_j'}{D_i} \cdot z\right) - \frac{1}{K_p} \left(C + \frac{D_i \cdot \gamma'}{4 \tan \phi_j'}\right) \quad (3.16)$$

ここに、 B は積分定数である。もし何らかの方法によって C の値が既知であるならば、 $z = z_e$ において弾性領域と塑性領域の鉛直応力は連続するため(図3.4)、式(3.16)において $z = z_e$ のとき $\sigma_z'(z) = \sigma_{zy}'$ という条件により B を決定することができる。

管内土高さ H が z_e より大きい場合には、式(3.16)において $z = H$ としたものが、管内土の支持力 q_{fi} となる。

以上に述べた管内土の支持力算定式は、三軸試験によって得られる土の変形特性を容易に利用できるように、管内への土の貫入機構を単純化したモデルに置き換えて求めたものである。しかし、式(3.11)における $(\epsilon_r)_e$ 、式(3.16)における C 、そして降伏応力 σ_{zy}' の決定法には問題が残されている。そこで、次節以下では、軟岩の一種である珪藻泥岩の三軸試験結果と珪藻泥岩における鋼管杭のモデル載荷試験に基づき、管内土の支持力算定式の妥当性と適用性を検討すると共に、開端鋼管杭の閉塞効果について考察する。

3. 4 珪藻泥岩の力学特性

(1) 珪藻泥岩の応力-ひずみ関係

モデル杭の載荷試験に用いた地盤試料は、珪藻泥岩である。この珪藻泥岩の三軸圧密降伏特性、 K_0 圧密特性については、第2章で詳しく述べている。ここでは、前節で述べた管内土による支持力算定式に含まれる定数を決定するのに必要な試験結果について述べる。

式(3.8)における体積弾性係数 K' 、弾性領域における静止土圧係数 K_e の値は等方圧密試験(図2.6)と K_0 圧密試験(図2.28)から次のように求まる。 $K'=830$ kgf/cm^2 、 $K_e=0.13$ 。また、ポアソン比 ν' については、式(3.7)において $K_e=0.13$ とおくことにより、 $\nu'=0.12$ が求まる。

以上のようにして求まった $K'=830\text{kgf/cm}^2$ 、 $K_e=0.13$ と $\nu'=0.12$ を式(3.8)に代入すると次式を得る。

$$\sigma_r' = 0.13\sigma_z' + 2150\varepsilon_r \quad (\text{kgf/cm}^2) \quad (3.17)$$

図3.5は、2.6で述べた応力比一定の異方三軸圧密試験結果から半径ひずみ ε_r が一定値の場合の $\sigma_r'/\sigma_z' - \sigma_z'$ 関係を示したものである。図中のプロットは、半径ひずみ $\varepsilon_r = 0.1\%$ 、 0.5% 、 1.0% における応力状態を示している。実線は、式(3.17)による計算値を示す。両者は、ほぼ一致しており、珪藻泥岩の弾性域での応力-ひずみ挙動が、式(3.17)で表現されることがわかる。

塑性領域における支持力算定式(3.16)における K_p と C について述べる。 K_p については、図2.28の step12以降における塑性域の応力比 σ_z'/σ_r' より、 $K_p=0.57$ が求まる。次に、 C について考える。図3.6は、応力比一定の異方三軸圧密試験によって求めた珪藻泥岩の破壊点と降伏点を $\sigma_r' - \sigma_z'$ 平面上に示したものである。軸応力 $\sigma_z'=0$ の場合、珪藻泥岩は $\sigma_r'=21.5\text{kgf/cm}^2$ の半径応力で破壊している。3.3(2)b)で述べたように降伏後の軸応力と半径応力の関係は半径ひずみに強く影響されないことから、この $\sigma_r'=21.5\text{kgf/cm}^2$ を式(3.15)の C に等しいとおくことができよう。このようにして求めた $K_p=0.57$ 、 $C=21.5\text{kgf/cm}^2$ を、塑性領域における支配方程式(3.14)に代入することにより、次式が求まる。

$$\sigma_r' = 0.57\sigma_z' + 21.5 \quad (\text{kgf/cm}^2) \quad (3.18)$$

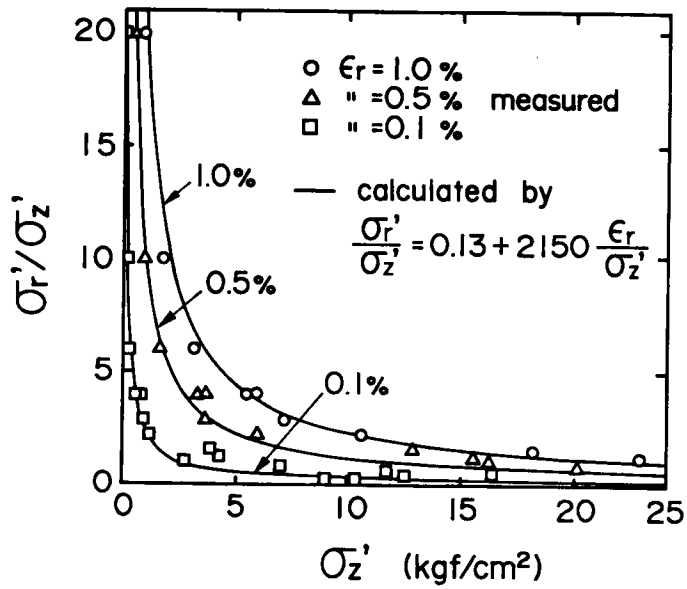


図3.5 弾性領域における珪藻泥岩の応力-ひずみ関係

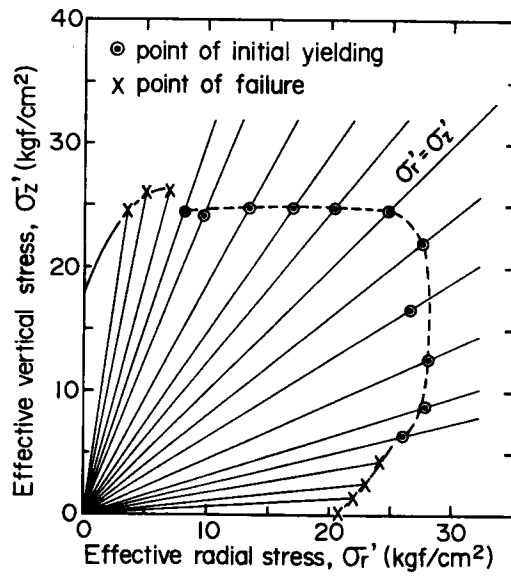


図3.6 珪藻泥岩の降伏・破壊曲面
 ($\sigma_r' - \sigma_z'$ 平面)

(2) 鋼材と珪藻泥岩の間の境界摩擦特性

図 3.7 は、金属プレート（鋼材）と珪藻泥岩との間の一面せん断試験によって求めた境界摩擦応力 τ と水平変位 U の関係⁹⁾である。図からわかるように、最大摩擦応力 τ_{\max} に達するまでは、摩擦応力は水平変位にほぼ比例して増加し、その後は τ_{\max} のままほぼ一定となる。また、最大境界摩擦応力は、垂直応力 σ_n' と比例関係にあることがわかる。実験は、0.005mm/min という極めて遅いせん断速度で行ったことから、得られた境界摩擦角は、排水せん断に対応するものといえよう。このようにして求めた珪藻泥岩と鋼材の間の境界摩擦角 ϕ_j' は 30° であり、次の関係が成り立つ。

$$\tau_{\max} = \sigma_n' \cdot \tan \phi_j' \quad (3.19)$$

以上述べてきたように、管内土の支持力算定式 (3.11) および (3.16) における土質定数は、三軸試験および一面せん断試験によって比較的容易に求めることができる。しかし、式 (3.11) における $(\varepsilon_r)_e$ の値および式 (3.16) の定数 B を決定するのに必要な σ_{zy}' の値 (式 (3.12) を参照) は、三軸試験によっては決定できないものである。次章では、珪藻泥岩を地盤試料に用いて鋼管杭のモデル載荷試験を行い、 $(\varepsilon_r)_e$ と σ_{zy}' の決定法について考察する。

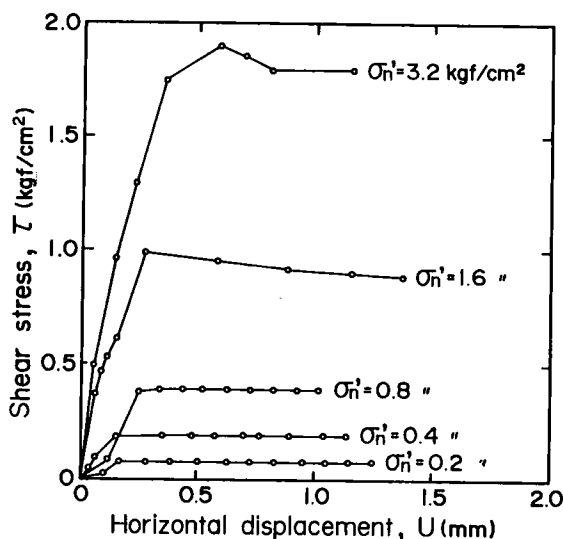


図3.7 鋼材と珪藻泥岩の間の一面せん断試験結果

3. 5 珪藻泥岩における鋼管杭のモデル載荷試験

(1) 試験装置および試験方法

図 3.8 に載荷試験装置の概要を示す。載荷フレーム上部にあるスクリージャッキを用いて変位制御方式による載荷を行った。杭支持力と貫入量を、ロードセルとダイヤルゲージによって測定した。モデル杭として外径 $D=22.05\text{mm}$ 、内径 $D_i=20.68\text{mm}$ の鋼管を用いた。地盤試料には、珪藻泥岩を直径 30cm、高さ 40cm の円柱に成型したものを用い、試験中に乾燥しないように水浸させた。地盤には何ら拘束圧を載荷せず、周面および上下端面のすべてを排水面とした。

計 2 通り (Test A と Test B) の載荷試験を杭貫入による地盤の過剰間隙水圧が発生しないように、貫入速度 0.3mm/min で行った。Test A では、載荷・除荷を繰り返しながら、根入れ深さが約 14cm になるまで杭を貫入した。Test B では、Test A と同様に載荷・除荷を繰り返しながら杭の貫入を行った。ただし、各除荷段階終了後、管内土を取り除いてから再載荷を行った。管内土を取り除くには、杭頭部からハンドドリルを鋼管内に挿入して管内土を杭先端部まで削り取るという方法を採用した。

Test B は、管内土による支持力が無いという以外は Test A と同一条件であるため、この 2 つの試験から管内土の支持力 Q_{fi} を間接的に求めた。

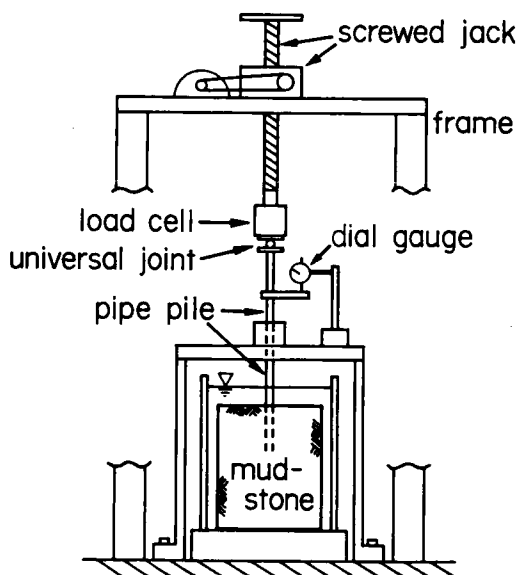


図3.8 載荷試験装置

(2) 試験結果

支持力－貫入量関係

図 3.9 は、Test A における支持力 Q_A と根入れ長さ L の関係を示したものである。除荷時のリバウンド量は非常に小さく、また再載荷時の折れ曲り点は、除荷前の支持力にほぼ一致していることから、貫入速度 0.3mm/min で、地盤が完全な排水状態となっていると考えられる。

図 3.10 は、Test B における支持力 Q_B と根入れ長さ L の関係を示したものである。管内土が取り除かれているため、再載荷時の折れ曲り点は、除荷前の支持力より小さくなっている。

管内土の支持力 Q_{fi} と根入れ比 D/L の関係

図 3.11 は、Test A と Test B の 2 つの載荷試験から管内土の支持力 Q_{fi} を求める方法を示したものである。Test A における支持力 Q_A は式 (3.1) で示したように、

$$Q_A = Q_{fo} + Q_{fi} + Q_{pn} \quad (3.20)$$

として表される。一方、Test B において管内土を取り除いてから再載荷したときの折れ曲り点を図 3.11 中に□印で示している。このとき支持力 Q_B は、管内土の支持力 Q_{fi} が無いので、次のように表わされる。

$$Q_B = Q_{fo} + Q_{pn} \quad (3.21)$$

Test B には、管内土を取り除きながら載荷を行っている。そのため、Test B における Q_{fo} と Q_{pn} は、Test A におけるそれらとは異なるものである。Test B においては、管内土が鋼管杭を押し拡げる力が存在せず、また杭先端地盤の拘束圧も Test A の場合に比べて小さくなっている。このことから、Test B における Q_{fo} と Q_{pn} は、Test A の場合よりも小さくなるものと判断される。しかしながら問題を単純化するため、 Q_{fo} 、 Q_{fi} および Q_{pn} がそれぞれ独立で相互の干渉が無視できると仮定する。この仮定を受け入れるならば、管内土の有無以外は Test A と Test B の試験条件が同一であるため、管内土の支持力 Q_{fi} は式 (3.20) と式 (3.21) の差として求まる。

$$Q_{fi} = Q_A - Q_B \quad (3.22)$$

このようにして求めた管内土の支持力 Q_{fi} と根入れ比 L/D の関係を図 3.11 中に▲印で示してある。杭先端の純断面に作用する支持力 Q_{pn} は、Test A と Test B における $L/D = 0$ のときの支持力として求まる。この支圧支持力 ($= 45\text{kgf}$) が根入れ比によらず一定であると仮定すれば、外周面摩擦による支持力 Q_{fo} は、

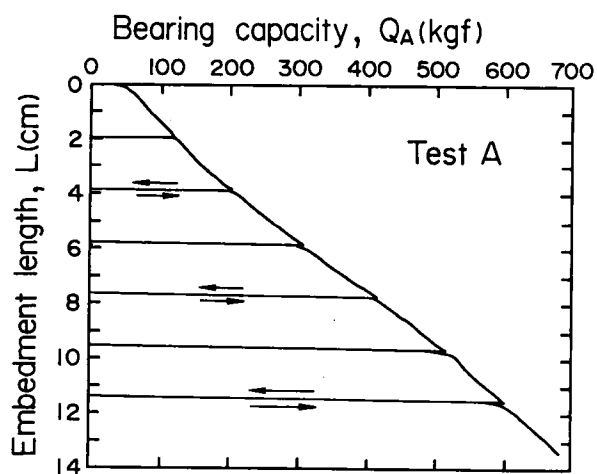


図3.9 Test Aにおける支持力 Q_A と根入れ長さ L の関係

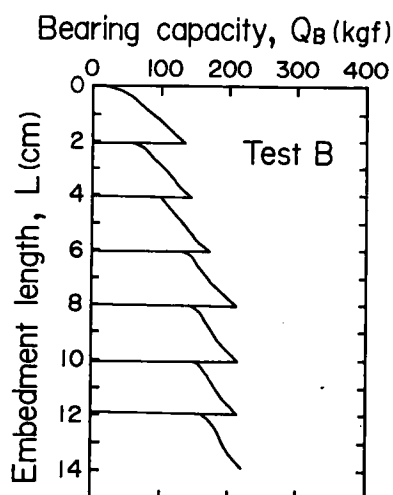


図 3.10 Test Bにおける支持力 Q_B と根入れ長さ L の関係

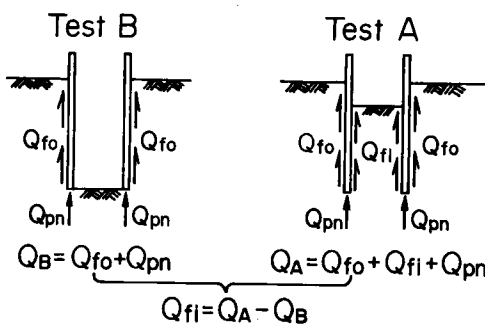
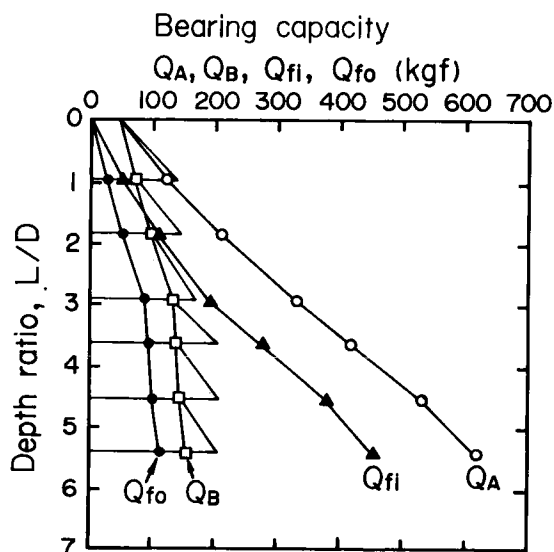


図3.11 支持力要素の分離結果

$$Q_{fo} = Q_B - Q_{pn} \quad (3.23)$$

となる。このようにして求めた Q_{fo} を図中に●印で示している。図からわかるように、根入れ比 D/L が2程度までは、 Q_{fi} および Q_{fo} は根入れ比の増加と共に増加している。 D/L が2以上になると Q_{fi} の増加率は大きくなるが、 Q_{fo} の増加率は次第に小さくなり、 $D/L = 5.4$ になると、全支持力 Q に占める Q_{fi} の割合が7割程度まで達している。本実験においては、地盤に何ら拘束圧を与えていないため杭外周面摩擦による支持力をそれ程期待できないであろうが、珪藻泥岩地盤に準静的に押込まれた鋼管杭の鉛直支持力における管内土の支持力 Q_{fi} の貢献度が大きいことを明瞭に示しているものといえる。

管内土高さ H と根入れ比 D/L の関係

図3.12は、Test Aにおける根入れ長さ L と管内土高さ H の関係を示したものである。両者とも杭の外径 D で割り無次元化している。根入れ比 L/D が2までは、根入れ長さと管内土高さ H は一致しているが、 L/D が2～2.5 になると管内土の上昇割合が小さくなってくる。この $L/D = 2 \sim 2.5$ は、図3.11において管内土の支持力 Q_{fi} の増加率が大きくなり始める根入れ比にはほぼ一致していることから、管内土の閉塞による支持力 Q_{fi} が全支持力に占める割合の重要性が察せられる。

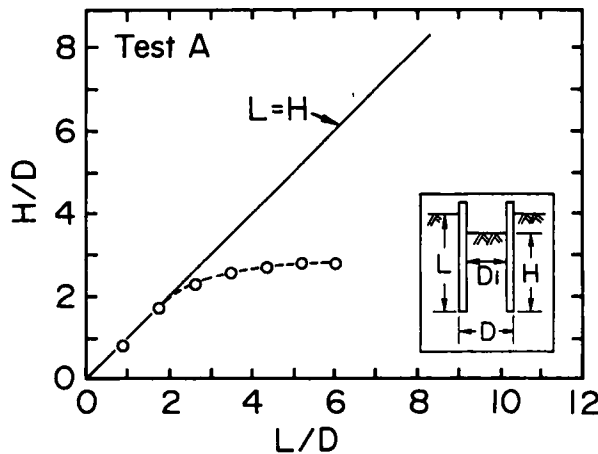


図 3.12 根入れ長さ L と管内土高さ H の関係

(3) 管内土の支持力式の検討

本節では、支持力算定式における $(\epsilon_r)_e$ [式 (3.10)] を参照) と σ_{zy}' [式 (3.12) を参照] の決定法について、前節で述べた载荷試験結果をもとに、考察を試みる。

図 3.13 は、珪藻泥岩における鋼管杭の管内土による支持力算定式を求めるフローチャートを示したものである。まず、 H/D_i が小さい場合には、弾性領域における支持力式 (3.11) を適用する。式 (3.11) において、3.3 で求まっている $K_e = 0.13$, $\nu' = 0.12$, $K' = 830 \text{ kgf/cm}^2$, $\gamma' = 3.4 \times 10^{-4} \text{ kgf/cm}^3$, $\phi_j' = 30^\circ$ および杭内径 $D_i = 2.06 \text{ cm}$ を代入し、 $z = H$ とおくと、次式が求まる。

$$q_{fi} = \{16541 (\epsilon_r)_e + 0.02\} \left\{ \exp \left(0.3 \frac{H}{D_i} \right) - 1 \right\} \quad (\text{kgf/cm}^2) \quad (3.24)$$

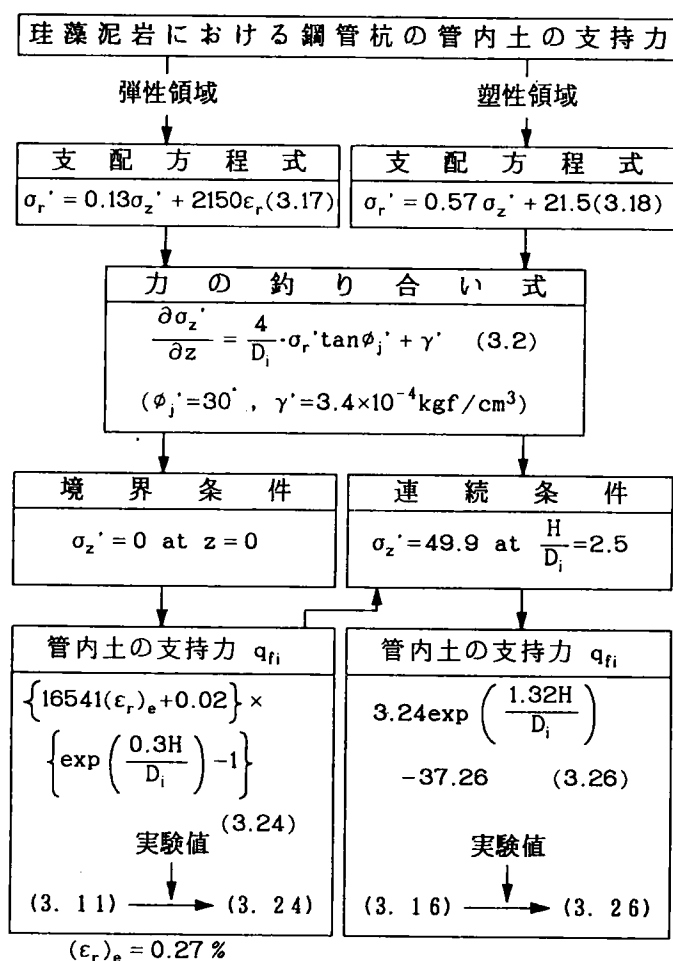


図 3.13 珪藻泥岩における鋼管杭の管内土の支持力算定式を求めるフローチャート

ここで $(\varepsilon_r)_e$ の値を、 H/D_i が小さい範囲 ($H/D_i < 2.5$) での実測値にフィットするように選ぶと $(\varepsilon_r)_e = 0.0027$ (0.27%) となる。この半径ひずみは、管内土が杭の肉厚 (0.69mm) の 3.9% だけ半径方向に圧縮されたことに等しい。

H/D_i が大きい範囲に対しては、塑性領域の支配方程式 (3.16) を適用して、 $K_p = 0.57$ および $C = 21.5 \text{ kgf/cm}^2$ [式 (3.18) を参照] を代入する。このとき必要な弾性領域との連続条件として、式 (3.24) において $H/D_i = 2.5$ として求まる支持力

$$q_{fi} = 49.9 \text{ kgf/cm}^2 \text{ at } H/D_i = 2.5 \quad (3.25)$$

を用いると、次の結果になる。

$$q_{fi} = 3.24 \exp(1.32H/D_i) - 37.26 \quad (\text{kgf/cm}^2) \quad (3.26)$$

図 3.14 は、以上のように求めた杭先端部における管内土の鉛直応力 q_{fi} ($= 4Q_{fi}/\pi D_i^2$) と管内土高さ H の関係を実測結果と比較したものである。ただし、管内土高さ H は、杭内径 D_i で割って無次元化している。実測によれば、 $H/D_i = 2.5$ 以上になると、わずかな管内土高さ H の増加によって管内土の支持力 q_{fi} は急激に増大するようになる。理論値は、 $H/D_i > 2.5$ の q_{fi} と H/D_i の関係の実測結果をよく表わし得ることがわかる。

ここで、図 3.14 中の斜線で示した範囲は、珪藻泥岩地表面での平板載荷試験¹⁰⁾における降伏応力 q_p の範囲 ($37 \sim 47 \text{ kgf/cm}^2$) である。これは式 (3.26) を求めるのに用いた弾性領域と塑性領域の連続条件 [式 (3.25)] における応力 (49.9 kgf/cm^2) に近似しているものである。このことは、管内土高さがある程度まで大きくなると、管内土による支持力は、地盤の支持力に等しくなることを意味している。これは杭先端の直下にある土が降伏してしまうことによる当然の結果であろう。そして、図 3.14 にみられるように、 $H/D_i > 2.5$ 以上において支持力が急激に増加しているにもかかわらず管内土高さがあまり変化しないという閉塞現象が生じるようになる。

図 3.15 は、管内土の圧密量と管内土高さ H および根入れ長さ L の関係を示したものである。一般に $L > H$ となるが、 L と H の差が管内土の圧密だけによらずとして求めた管内土高さを○印で示してある。ただし、ある根入れ深さ L における管内土高さ H は、各根入れ深さにおける実測の $q_{fi}(z)$ から、次式を用いて計算した。

$$H = L - \lambda \int_0^L \ln \frac{q_{fi}}{\sigma_{z0}'} dz \quad (3.27)$$

ここに、 λ は珪藻泥岩の圧縮指数、 σ_{z0}' は K_0 圧密試験における降伏軸応力 ($= 25.4 \text{ kgf/cm}^2$) である。図 4.15 の $L = H$ を表わす実線と○印の差が圧密量である。図中には、実測値の管内土高さを△印で示している。図からわかるように、 L/D が 2.5

を越えると、杭の根入れ長さの増加に対して管内土高さの増加率が小さくなる現象は、管内土の圧密だけによっては説明できない。したがって、○印と△印の差の分の土は、杭の貫入に伴って杭先端から周囲に押しやられることになる。すなわち、 $L/D = H/D = 2.5$ 程度になると杭先地盤は降伏することを意味している。

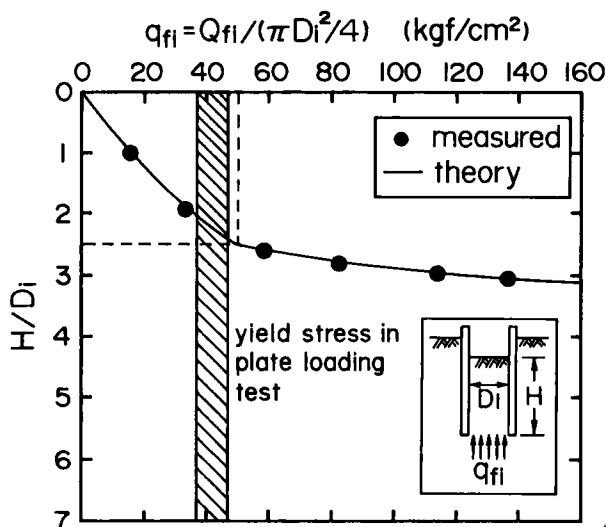


図 3.14 管内土の支持力 q_{fi} と管内土高さ H の関係

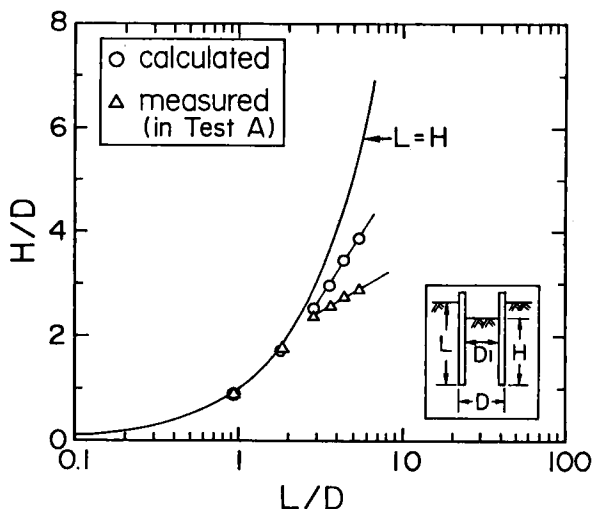


図 3.15 管内土の圧密量、管内土高さ、根入れ長さの関係

(4) 長大杭への応用における問題点

珪藻泥岩を用いたモデル実験の結果が、単純化されたメカニズムに基づく支持力算定式と妥当な範囲で適合することを示した。しかし、モデル実験に用いた珪藻泥岩は周辺からの拘束応力を受けていない状態で実験に供せられたことに注意しなければならない。杭先端部地盤の降伏を比較的単純な応力条件下で生じさせることにより、支持力算定式を導く際に援用した仮定の妥当性の検証を容易にすることを目的として拘束応力を与えない実験を行った。これにより、杭先端地盤の降伏を平板載荷における降伏と直接比較することができる。支配的な要因だけを取りあげて複雑な現象を思い切って単純化したメカニズムに置き換えようとする本研究の目標を達成するためには上記の実験方法が適している。しかしながら、実際の長大杭の管内土支持力を算定するうえで本章で得られた成果をただちに応用するのは危険である。その理由は次に示す通り、自重に関するものである。

- (i) 杭先端部地盤の鉛直方向載荷に対する降伏応力は、自重の影響が無視できるようなモデル実験では深さに無関係と仮定できると思われる。しかし、長大杭を用いるような実地盤では自重の影響を無視しえない。実地盤では杭先端部地盤の降伏応力が深さとともに変化し、管内土の挙動はモデル実験と比較してはるかに複雑になる。
- (ii) 管内に侵入してきた土の半径方向のひずみ (ϵ_r)₀ が深さに無関係と仮定できるのは自重が小さく、かつ拘束圧の作用していない本実験で用いたようなモデル地盤だけであり、長大杭を必要とするような実地盤では管外土の挙動が自重の影響を強く受けるため、必ずしもモデル実験から得られるような値とはならない。

本来、開端鋼管杭の支持力は管内、管外の地盤および杭の相互作用として解析されねばならない。しかし、このような立場での解析は複雑な土質試験と膨大な数値計算をともなうため、解析結果の全体的な把握が困難で実現象の理解に直接結びつかないきらいがある。

本章では、複雑な支持機構の中から管内土の変形が重要な支配要因であるとの予想のもとに、できる限り単純化したメカニズムの抽出を試みたものである。論理的な斉合性を完全に満足しているとはいえない点もある。管内土の半径方向の応力分布を一様と仮定している点などがその例である。しかし、珪藻泥岩についての室内力学試験および珪藻泥岩を用いたモデル杭の載荷試験の結果は、想定されたメカニズムが真のメカニズムに較べて非常に簡略化されたものであるにもかかわらず、重要な点においてかなりの妥当性を持っていることを示している。

自重の影響を含んだ形の支持力算定式を求めていくうえで、本章の基礎的ではあるが重要な要因をすべてとりこんだ成果が役立つものと考えられる。

3. 6 結 語

本章で述べた管内土による支持力算定式は、開端杭が準静的に地盤に押し込まれる場合に適用されるべきものである。第1章の図 1.5 や図 1.6 に示したように鋼管杭が珪藻泥岩地盤に打ち込まれた場合には、管内土は閉塞せず、管内土高さ H はほぼ杭の根入れ長さ L に等しくなっている。打ち込み時の杭の貫入速度は、静的載荷の場合に比べて非常に大きい。このために、地盤自体の変形速度や地盤に発生する間隙水圧は、打ち込み時と静的載荷時とはかなり異なるものと予想される。本章で述べた管内土による支持力式では、このような打ち込み時の地盤の力学特性を考慮していない。しかし、本章で得られた結果は、以下に述べるように、鋼管杭の支持力機構を解明する上で重要なものと思われる。

本章では、微小な変形がせん断抵抗に強く影響する材料として軟岩を念頭に置き、実際には非常に複雑である開端杭への土の侵入メカニズムを、通常の三軸試験によって求められる土の変形特性を直接管内土の支持力算定式に利用できるように単純化したメカニズムに置き換えた。これにより、土の変形特性を考慮した鋼管杭のモデル載荷実験を行い、支持力算定式の妥当性を検証した。その結果、本章で提案した支持力算定式は実験結果をよく説明しており、今後長大杭において考慮しなければならない自重の影響を含んだ支持力算定式を求めるうえで重要な成果であると思われる。

しかしながら、緒言で述べたように、開端杭の支持力は、本来、杭、管内土、管外土の3者の相互作用として捉えられるべきものである。しかし、このようにして開端杭の支持力機構を解析し、支持力算定式を導くことは容易でない。そこで次章では、有限要素法を用いることにより、杭、管内土、管外土の3者の挙動を含んだ開端鋼管杭の支持力機構を解明することを試みる。

本章で述べた内容は、文献 11) のものを若干修正したものである。

参考文献

- 1) 岸田英明 (1967) : 砂の中に押し込んだ開端グイの極限支持力に関する模型実験、土質工学会鋼グイ研究委員会・第3分科会報告書。
- 2) 駒田敬一・山川朝生 (1974) : 「くい先端部の閉塞効果について」、第28回土木学会年次学術講演会、pp.212-213.
- 3) 駒田敬一・大志万和也・森山清治 (1974) : 「開端鋼管ぐいの先端閉塞効果について (第1報)」、第10回土質工学研究発表会、pp.497-500.
- 4) 岸田英明・有原高志・原悟視 (1974) : 「開端グイの内部に詰った砂の挙動」、第9回土質工学研究発表会、pp.549-552.
- 5) 勝見雅・岩成敬介・箕作光一 (1981) : 「開端杭の閉塞効果に関する実験的検討」、第16回土質工学研究発表会、pp.893-896.
- 6) 山原浩 (1964) : 「開端グイの閉塞効果と支持力機構」、日本建築学会論文報告集、第96号、pp.28-35, および同第97号、pp.36-41.
- 7) 勝見雅・貴谷暢夫・渡嘉敷隆・川崎末譽 (1979) : 「開端杭の閉塞効果に関する基礎的研究」、第14回土質工学研究発表会、pp.917-920.
- 8) 青木雅路・岸田英明 (1979) : 「開端杭内部に詰った砂の極限抵抗力」、第14回土質工学研究発表会、pp.913-916.
- 9) 西田義親・関口秀雄・松本樹典・細川精仁・広瀬富哉 (1984) : 「珪藻泥岩における鋼管杭の打込み性」、杭の貫入性・打撃性に関するシンポジウム発表論文集、pp.9-12, 土質工学会.
- 10) 関口秀雄・西田義親・上澤充・谷口克也 (1983) : 「珪藻泥岩の部分排水条件下の支持力特性」、第18回土質工学研究発表会、pp.941-944.
- 11) 西田義親・太田秀樹・松本樹典・栗原勝美 (1985) : 「開端杭の内周面摩擦による支持力」、土木学会論文集、第364号/Ⅲ-4, pp.219-227.

第4章 珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直支持力有限要素解析

4.1 緒言

前章では、第2章で述べた珪藻泥岩の力学特性を考慮した管内土の内周面摩擦による支持力算定式について検討した。しかし本来、鋼管杭の支持力は、杭、管内土、管外土の3者の相互作用として捉えられるべきものである。そこで本章では、珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直支持力の実体を解明することを目的として、1.4で述べた現場鉛載荷試験の有限要素解析を行う。

4.2 弾・粘塑性構成式

第2章で述べたように珪藻泥岩は、著しい二次圧縮挙動を示し、また排水せん断および非排水せん断において大きなひずみ速度効果依存性を示す。珪藻泥岩における杭基礎の解析を行うには、このような珪藻泥岩の力学的挙動を忠実に反映している構成式に基づいて解析を行うことが重要である。そのため、Sekiguchi(1977)¹⁾によって提案されている弾・粘塑性構成式を用いて、有限要素解析を行う。Sekiguchiのモデルは、二次圧縮、ダイレタンスー、クリープ破壊、応力緩和、ひずみ速度効果などの土の幅広い力学的挙動を説明できるモデルである。ここでは、Sekiguchiのモデルを簡単に紹介する。

Sekiguchiのモデルにおいては、ひずみ速度テンソル $\dot{\epsilon}_{ij}$ は、次のように仮定される。

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^p + \dot{\epsilon}_{ij}^e \quad (4.1)$$

ここで、 $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ は粘塑性ひずみ速度テンソル、 $\dot{\epsilon}_{ij}^e$ は弾性ひずみ速度テンソルである。粘塑性ひずみ速度テンソル $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ は、有効応力テンソル σ_{ij}' に次式の形で関係づけられる。

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \Lambda \partial F / \partial \sigma_{ij}' \quad (4.2)$$

ここで、 Λ は後で述べるパラメータ、 F は次式で与えられる粘塑性ポテンシャルである。

$$F \equiv \alpha \ln \{ 1 + (\dot{v}_0 t / \alpha) \exp(f / \alpha) \} = v^p \quad (4.3)$$

ここで、 α は二次圧縮指数、 \dot{v}_0 は規準体積ひずみ速度、 t は経過時間、 v^p は粘塑性体積ひずみ、 f は次式で与えられる関数である。

$$f \equiv \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \left(\frac{p}{p_c} \right) + D \cdot \left(\frac{q}{p} - \eta_c \right) \quad (4.4)$$

ここで、 λ は圧縮指数、 κ は膨潤指数、 D はダイレタンスー係数 [柴田(1963)]²⁾、 p は $p = \sigma_{ij}'$ で定義される平均有効応力、 q は $q = \sqrt{(3/2) s_{ij} s_{ij}}$ で定義される。ここで s_{ij} は偏差

応力テンソルである。 e_o , p_c , η_c は、それぞれ規準状態における間隙比 e 、平均有効応力 p 、応力比 q/p の値である。

式(4.2)の Λ を決定するには、式(4.5)の粘塑性流れ則と式(4.6)の弾性則を用いる。

$$\dot{F} \equiv \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}'} \dot{\sigma}_{ij}' + \frac{\partial F}{\partial t} = \dot{v}^p \quad (4.5)$$

$$\dot{\sigma}_{ij} = L\dot{v}^e \delta_{ij} + 2G\dot{\epsilon}_{ij}^e = L(\dot{v} - \dot{v}^p) \delta_{ij} + 2G(\dot{\epsilon}_{ij} - \dot{\epsilon}_{ij}^p) \quad (4.6)$$

式(4.6)において、 L と G はLameの定数、 δ_{ij} はKroneckerのデルタである。式(4.6)を式(4.5)に代入し、式(4.2)の関係を用いると、 Λ は次のように表わされる。

$$\Lambda = \frac{L \frac{\partial F}{\partial p} \dot{v} + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}'} \dot{\epsilon}_{kl} + \frac{\partial F}{\partial t}}{L \left(\frac{\partial F}{\partial p} \right)^2 + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}'} \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}'} + \frac{\partial F}{\partial p}} \quad (4.7)$$

ここで、

$$\partial F / \partial p = \partial F / \partial \sigma_{11}' + \partial F / \partial \sigma_{22}' + \partial F / \partial \sigma_{33}' \quad (4.8)$$

したがって、弾粘塑性構成式は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{ij}' &= L\dot{v} \delta_{ij} + 2G\dot{\epsilon}_{ij} \\ &= \frac{\left(L \frac{\partial F}{\partial p} \delta_{ij} + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}'} \right) \left(L \frac{\partial F}{\partial p} \dot{v} + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}'} \dot{\epsilon}_{kl} + \frac{\partial F}{\partial t} \right)}{L \left(\frac{\partial F}{\partial p} \right)^2 + 2G \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}'} \frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}'} + \frac{\partial F}{\partial p}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

式(4.9)における偏微分は関数 f によって次のように表現される。

$$\frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}'} = \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{v^p}{\alpha} \right) \right\} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}'} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \dot{v}_o \exp \left(\frac{f - v^p}{\alpha} \right) \quad (4.11)$$

偏微分 $\partial f / \partial \sigma_{ij}'$ は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{D}{3p} \left\{ \frac{\lambda - \kappa}{D(1+e_o)} - \frac{q}{p} \right\} \delta_{ij} + \frac{\partial D \cdot s_{ij}}{2p \cdot q} \quad (4.12)$$

さらに、Lameの定数である L と G は、次のように表わされるものと仮定する。

$$L = \frac{p \cdot (1+e_o)}{\kappa} - \frac{2G}{3} \quad (4.13)$$

$$G = G_o \cdot \exp \left(-\frac{e-e_o}{\lambda} \right) \quad (4.14)$$

ここで、 G_o は規準状態におけるせん断剛性である。

以上が土骨格に対するSekiguchiの弾・粘塑性構成式である。土の変形を解析する場合、土の中の水の流れを連成して解析することが必要である。次に、間隙水に対するダルシー則の扱いについて説明する。

4.3 間隙水に対するダルシー則

間隙水に対するダルシーは、次式で表わされる。

$$v_i = -k_{ij} \partial h / \partial x_{ij} \quad (4.15)$$

ここで、 v_i は x_i 方向の見掛けの水粒子速度、 k_{ij} は透水係数テンソル、 h は水頭である。

軸対称問題においては、式(4.15)は次のように表わすことができる。

$$v_r = -\frac{k_r}{\gamma_w} \frac{\partial p_w}{\partial r}, \quad v_z = -\frac{k_z}{\gamma_w} \frac{\partial p_w}{\partial z} \quad (4.16)$$

ここで、 γ_w は水の単位体積重量、 p_w は間隙水圧である。また、実験結果(例えばTaylor, 1984)³⁾に基づいて、半径方向および鉛直方向の透水係数 k_r 、 k_z は、次のように表わされるものと仮定する。

$$\left. \begin{aligned} k_r &= k_{ro} \{ (e-e_o) / \lambda_k \} \\ k_z &= k_{zo} \{ (e-e_o) / \lambda_k \} \end{aligned} \right\} \quad (4.17)$$

ここで、 k_{ro} と k_{zo} は規準状態における k_r と k_z の値である。 λ_k は実験的に決定される定数である。

4.2で述べたSekiguchiの弾・粘塑性構成式とダルシー則を連成した有限要素法の定式化は、Sekiguchi, Nishida and Kanai(1981)⁴⁾によって示されている。

以下では、Sekiguchi et al(1981)の方法に基づいた珪藻泥岩の等法圧密試験および鋼管杭の鉛直載荷試験の有限要素解析結果について述べる。

4.4 等方圧密試験の有限要素解析

4.2で述べた弾・粘塑性構成式に基づく圧密解析に必要な土質定数の中で、圧縮指数 λ 、二次圧縮指数 α 、先行圧密圧力 p_0 の値は、三軸試験結果から直接評価することができる。ダイレタンスー係数 D 〔式(4.4)〕は、次式を用いて求めることができる(Ohta, 1971)⁵⁾。

$$D = \frac{\lambda - \kappa}{M(1 + e_0)} \quad (4.18)$$

また、初期せん断剛性 G_0 。〔式(4.14)〕は、圧密試験における p - $\bar{\epsilon}_v$ 関係から得られる体積弾性係数 K' の値を用いて次式によって求められる。

$$G_0 = \frac{3(1 - 2\nu')K'}{2(1 + \nu')} \quad (4.19)$$

ここで、 ν' は土骨格のポアソン比である。

透水係数 k_{r0} 、 k_{z0} 〔式(4.17)〕と規準体積ひずみ速度 $\dot{\bar{\epsilon}}_v$ については、三軸試験結果から直接求めることができないため、等法圧密試験の有限要素解析を行ってこれらの値を決定する。

図4.1は、珪藻泥岩の等方圧密試験における圧密圧力 p と平均体積ひずみ $\bar{\epsilon}_v$ の関係を示したものである。この試験では、1本の供試体において圧密圧力 p を5, 10, 15, 20, 30 kgf/cm²と増加させた。各圧密段階の載荷時間は24時間とした。この圧密試験における弾性領域の圧密($p=5 \rightarrow 10$ kgf/cm²)と弾性領域と塑性領域にまたがる圧密($p=20 \rightarrow 30$ kgf/cm²)の2つの載荷ステップに対して弾・粘塑性圧密解析を行った。

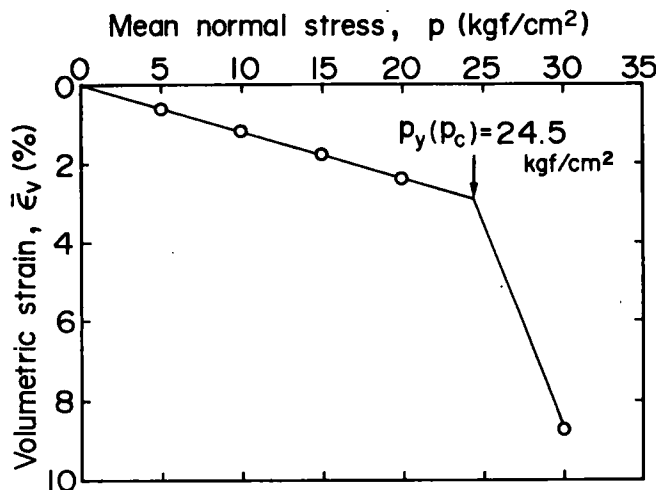


図4.1 等方圧密試験における圧密圧力 p と平均体積ひずみ $\Delta \bar{\epsilon}_v$ の関係

三軸供試体の有限要素モデル

図4.2は、解析に用いた三軸供試体有限要素モデルと境界条件を示したものである。三軸等方圧密試験は、軸対称変形問題と考えられるため、供試体の半分について要素分割を行った。実際の試験条件に対応するように、供試体寸法は、直径5cm、高さ10cmとしている。排水条件としては、鉛直方向のみの排水とし、上端面のみが排水面である。変位条件としては、下端面の鉛直変位と中心軸における半径変位を固定した。軸応力は、剛板を介して載荷されるものとした。実際の圧密試験においては、下端面（非排水面）において間隙水圧の測定を行っている。

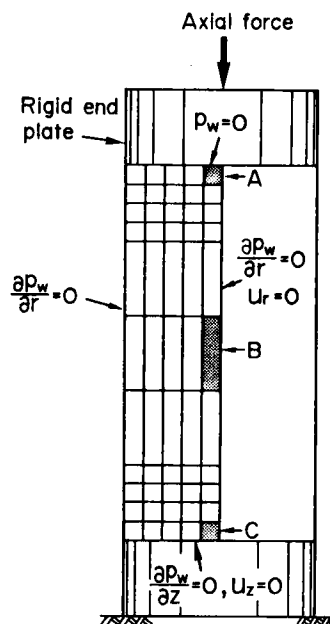


図4.2 三軸供試体有限要素モデル

解析結果

解析に用いる土質定数のうち膨潤指数 κ は、 $p = p_c$ において

$$K' = \frac{(1+e_o)p}{\kappa} \quad (4.20)$$

が成立つものとして決定した。 λ_k [式(4.17)] については、 $\lambda_k = \lambda$ と仮定した。透水係数については、半径方向と鉛直方向で同一な値であると仮定した。すなわち、

$$k_{r0} = k_{z0} = k_o \quad (4.21)$$

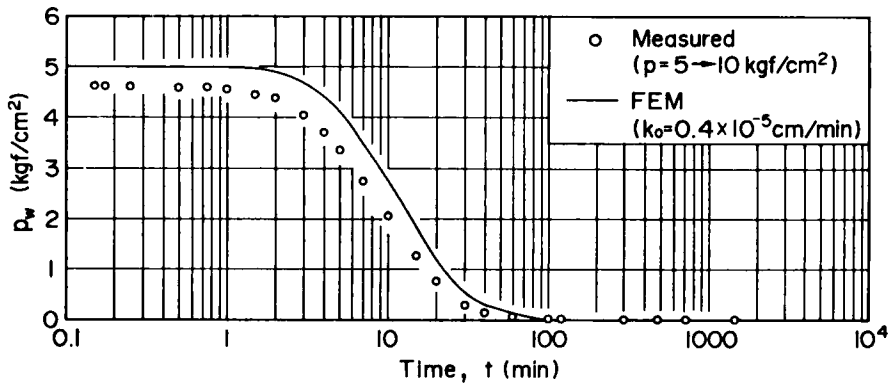
(a) 弾性解析

まず、珪藻泥岩の初期透水係数 k_o を合理的に求めるために、弾性領域内における圧密 ($p = 5 \rightarrow 10 \text{ kgf/cm}^2$) の解析を行った。

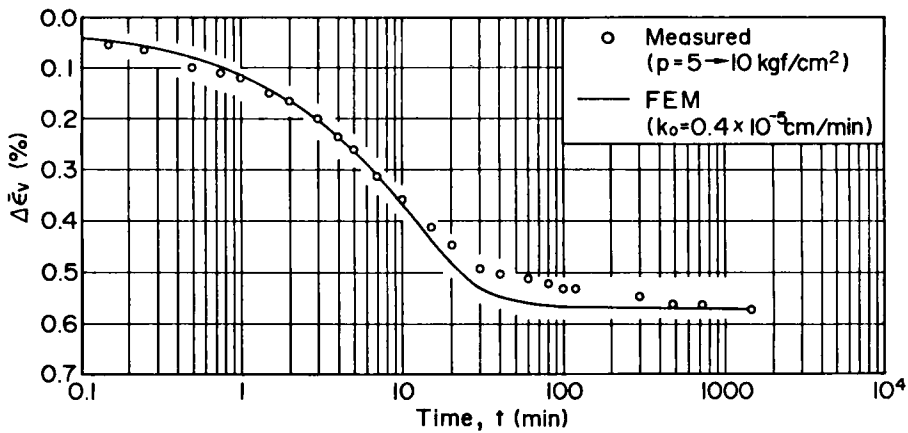
図4.3(a) および(b) は、間隙水圧 p_w および平均体積ひずみ増分 $\Delta \bar{\epsilon}_v$ の時間変化の実測結果と $k_o = 0.40 \times 10^{-5} \text{ cm/min}$ とした場合の解析結果を示したものである。実測によると、圧密開始後100分では、過剰間隙水圧 p_w は、ほぼ完全に消散している。平均体積ひずみ増分 $\Delta \bar{\epsilon}_v$ は、圧密開始後100分以降もわずかに増加を続けているが、その増加速度は、1log 時間サイクル当り0.04% と非常に小さなものである。図4.3(a),(b) に示す解析結果は、このような珪藻泥岩の弾性圧密挙動をよく説明していると思われる。したがって、珪藻泥岩の初期透水係数 k_o の値は、ほぼ $0.40 \times 10^{-5} \text{ cm/min}$ とみなすことができる。以上のようにして求めた珪藻泥岩の土質定数の値を、まとめて表4.1に示す。

表 4.1 珪藻泥岩の力学的定数

λ	1.135
λ_k	1.135
κ	0.093
e_o	2.238
p_o (kgf/cm ²)	24.5
K' (kgf/cm ²)	877
k_o (cm/min)	0.4×10^{-5}
α (1/min)	0.018
\dot{v}_o (1/min)	0.7×10^{-5}



(a) 間隙水圧 p_w - 時間 t 関係



(b) 体積ひずみ $\Delta \bar{\epsilon}_v$ - 時間 t 関係

図4.3 弾性領域内の圧密試験の解析結果と実測結果の比較

(b) 弾・粘塑性解析

表4.1 に示した土質定数を用いて、先行圧密応力($p=24.5\text{kgf/cm}^2$)をまたがる圧密($p=20 \rightarrow 30\text{kgf/cm}^2$)の弾・粘塑性圧密解析を行った。ただし、表4.1中の規準体積ひずみ速度 \dot{v}_0 は、解析結果が実測結果にフィットするように選んだ値である。

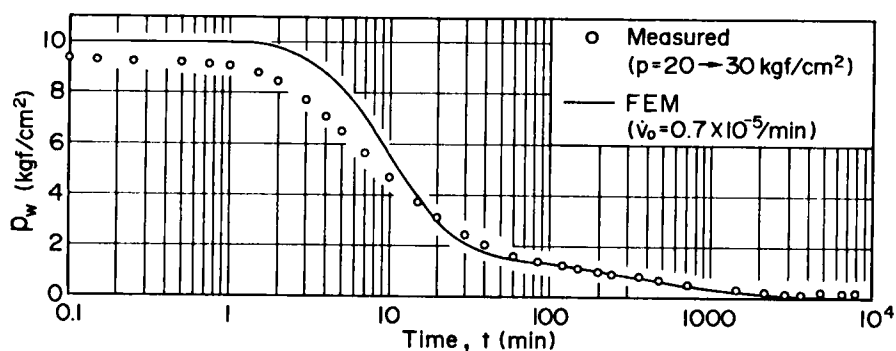
図4.4(a) および(b) は、 $p=20 \rightarrow 30\text{kgf/cm}^2$ の载荷ステップにおける過剰間隙水圧 p_w および平均体積ひずみ増分 $\Delta\bar{\epsilon}_v$ の時間変化の実測結果と解析結果を示したものである。実測によれば、圧密開始後20 分以降では、過剰間隙水圧 p_w の消散速度が急激に減少し、開始後100 分においてもかなりの水圧が残っている〔図4.4(a) 〕。この結果を図4.3(a) の実測結果と比較すると、過剰間隙水圧の消散が珪藻泥岩の降伏に対応して著しく変化する様子がうかがえる。平均体積ひずみ増分 $\Delta\bar{\epsilon}_v$ の実測結果においては、圧密開始後24 時間以降で典型的な二次圧縮を生じていることが認められる〔図4.4(b) 〕。解析結果は、これらの珪藻泥岩の弾・粘塑性圧密挙動をよく表わしているものと思われる。図4.4(b) 中の点線は、Sekiguchi et al(1985)⁶⁾ によるintrinsic creep curve を示している。等方圧密試験において有効拘束圧 p を p_0 から p_f に瞬時に増加させ、その後 p を p_f のまま一定に保った場合のintrinsic creep curveは、次式で与えられる。

$$v(t) = \frac{1}{K}(p_c - p_0) + \frac{\kappa}{1+e_0} \cdot \ln(p_f/p_c) + \alpha \ln \left\{ 1 + \frac{\dot{v}_0 \cdot t}{\alpha} \exp(f/\alpha) \right\} \quad (4.22)$$

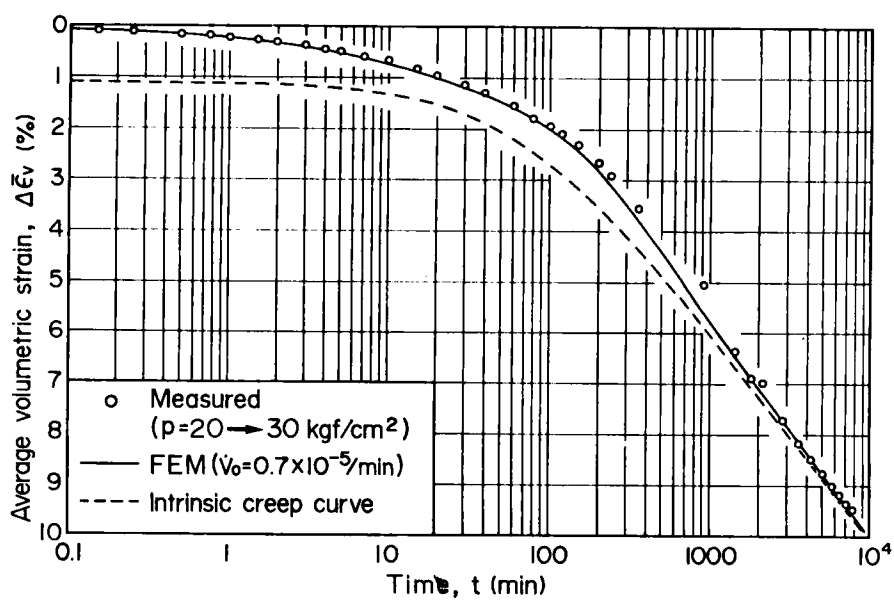
ここで、

$$f = \frac{\lambda - \kappa}{1+e_0} \ln(p_f/p_c) \quad (4.23)$$

式(4.22)と式(4.23)で与えられるintrinsic creep curveは、間隙水圧が消散すると FEM による解析結果に漸近していくことがわかる。



(a) 間隙水圧 p_w - 時間 t 関係



(b) 体積ひずみ $\Delta\bar{\epsilon}_v$ - 時間 t 関係

図4.4 弾性領域と塑性領域にまたがる圧密試験の解析結果と実測結果の比較

図4.5は、解析結果に基づいて、要素 A, B, C (図4.2を参照) の平均有効応力 p と体積ひずみ ε_v の関係を示したものである。何れの要素も p が先行圧密応力 p_c を越えてもすぐには体積ひずみ ε_v が急激に増加することなく、弾性的な挙動を示している。また、その飛び出し量は、排水面に近く、体積ひずみ速度 $\dot{\varepsilon}_v$ が大きい要素ほど大きくなっている。すなわち、いわゆる圧密降伏応力 p_y がひずみ速度依存性を示すことを、解析結果はよく表わしている。圧密降伏応力 p_y のひずみ速度依存性は、第2章で述べた三軸試験結果においても顕著に認められているものである (図 2.23, 図 2.24)。

以上に述べた実測結果と解析結果より、4. 2で紹介したSekiguchiの弾・粘塑性構成式と表 4.1に示す土質定数を用いて、珪藻泥岩の弾・粘塑性圧密挙動をよく説明し得ることがわかった。次節では、ここで得られた結果に基づいて珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直載荷試験の有限要素解析を行う。

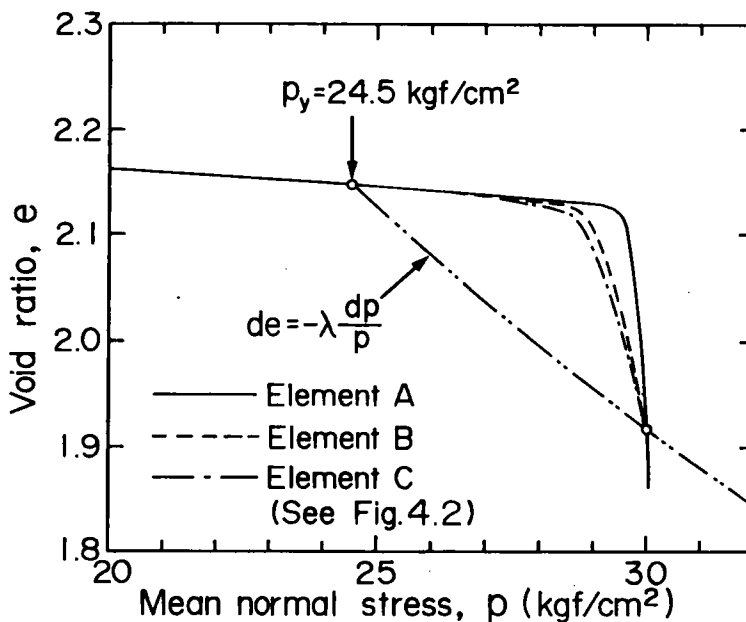


図4.5 平均圧密圧力 p と体積ひずみ ε_v の関係

4. 5 鋼管杭の鉛直支持力解析

珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直支持力機構を明らかにすることを目的として、1. 4で説明した現場鉛直載荷試験の有限要素解析を行う。

杭と地盤の有限要素モデル

図4.6は、解析に用いた杭と地盤の有限要素モデルを示したものである。地盤については、半径 $10\text{m}(=50r_0)$ 、高さ $15\text{m}(=1.5L)$ までを考慮している。境界条件としては、地盤底面における鉛直方向変位、中心軸と地盤側面における半径方向変位を固定した。排水は、AB 面、BC 面および AE 面でのみ許されている。杭については、解析の便宜上、中実な弾性杭としている。すなわち、鋼管杭は閉塞状態に至っているものとし、杭支持力は先端支持力と杭側面に作用する外周面摩擦によって受け持たれると仮定する。周面摩擦特性を考慮するために、杭側面にはジョイント要素⁷⁾を導入している。

図4.7(a)は、鉛直方向のジョイント要素を示したものである。このジョイント要素の特徴は、以下の通りである。

- i) 厚さの無い要素として扱われる。
- ii) 軸対称要素である。
- iii) 変形は、有効応力に支配される。
- iv) ジョイント要素の長さ方向の水の流れは、ジョイント面に沿う水の流として定義される。

ジョイント要素〔図4.7(a)〕の応力は、次式で表される。

$$\{\sigma'\} = \begin{Bmatrix} \sigma_n' \\ \tau \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} k_n & 0 \\ 0 & k_s \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_n \\ u_s \end{Bmatrix} \quad (4.24)$$

ここで、 σ_n' と τ はそれぞれ有効垂直応力とせん断応力である。 k_n と k_s は、それぞれジョイントの相対垂直変位(u_n)と相対せん断変位(u_s)に対する剛性を表す係数である。また、せん断応力 τ と垂直応力 σ_n' の間には、次の関係があるものとしている。

$$\tau \leq \sigma_n' \cdot \tan \phi_j' \quad (4.25)$$

ここで、 ϕ_j' は境界摩擦角である。

式(4.22)と式(4.23)に加えて、ジョイント要素内の水の流れを図4.7(b)に示すように有限要素定式化することに連続式を導き(付録C)、これらをSekiguchi et al (1981)⁴⁾の軸対称問題有限要素プログラムに組み込んだ。

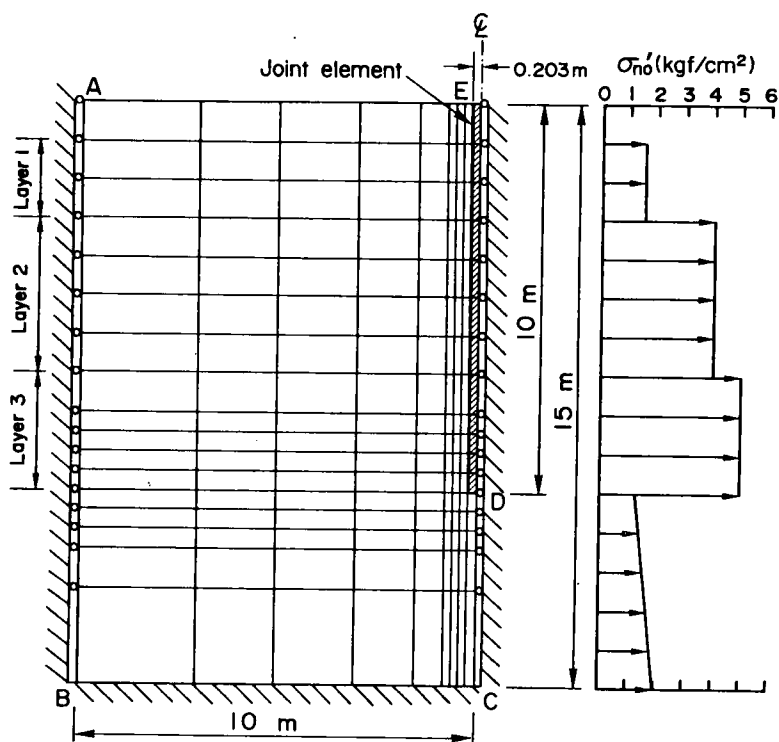
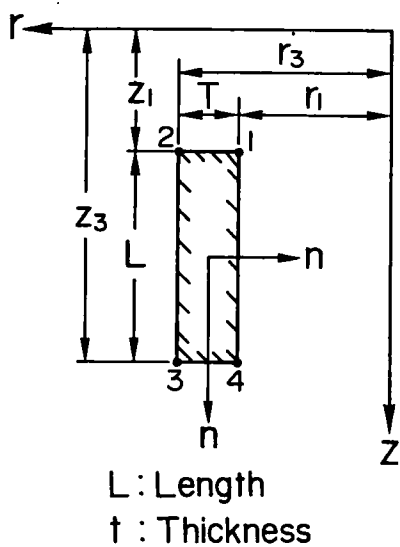
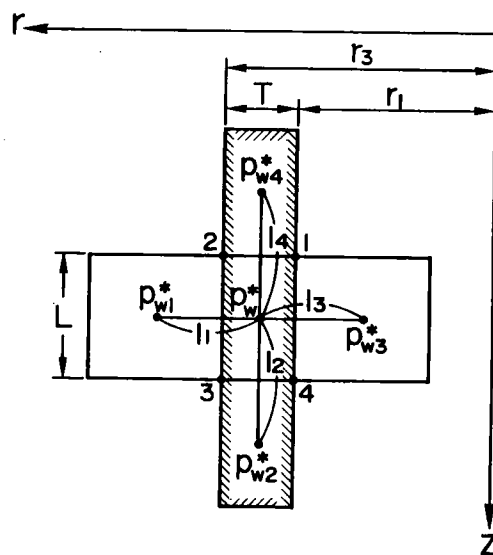


図4.6 杭と地盤の有限要素モデル



(a) 鉛直方向ジョイント要素



(b) ジョイントの連続式

図4.7 軸対称ジョイント要素

土質パラメータと杭の力学定数

珪藻泥岩の土質パラメータとしては、表4.1 に示した値を用いた。杭のヤング率については、鋼管杭を中実な杭として解析を行うため、次式で与えられる等価なヤング率 E_{pe} を用いた。

$$E_{pe} = \frac{A_p}{A_{pe}} \cdot E_p = \frac{208.3}{1297.2} \times (2.1 \times 10^6) = 0.337 \times 10^6 \text{ (kgf/cm}^2\text{)} \quad (4.26)$$

ここで、 A_p は杭の実断面積、 A_{pe} は杭の閉塞断面積、 E_p は杭材のヤング率である。

鋼管側面と珪藻泥岩の間の境界摩擦角 ϕ_j' は、両者の間の一面せん断試験結果(図3.7)より、 $\phi_j' = 30^\circ$ とした。

解析結果

1. 4で述べたように、杭載荷試験は杭が地盤に10m 打込まれた後に行っている。有限要素解析においても、既に打設された杭に対して解析を行うものである(図4.6)。したがって、現場鉛直載荷試験の有限要素解析を行う際、杭打設後の杭周辺地盤の応力状態を正しく評価することが重要である。山口(1973)⁸⁾、Carter et al(1979)⁹⁾、Randolph and Wroth(1979)¹⁰⁾、Randolph et al(1979a)¹¹⁾は、円柱状空洞拡張理論を用いることにより、中実杭が打設されたときの杭周辺地盤の応力状態を求めている。Randolph et al(1979b)¹²⁾、Steenfelt et al(1981)¹³⁾は、実験的に円柱状空洞拡張理論の有効性を検証している。しかし、Randolph et al(1979b)¹²⁾は開端杭が打設された場合には、円柱状空洞拡張理論で杭周辺地盤の応力変化をよく説明できないことを示している。山口(1973)⁸⁾は、空洞拡張理論を用いて杭先端支持力および杭先端付近地盤の応力を求めている。西田・横山・松本(1980)¹⁴⁾は、半球状空洞の押し拡げを利用して杭先端地盤および杭周辺地盤の応力を評価している。しかしながら、これらの方法は、中実杭または完全閉塞状態に達している開端杭に適用されるものである。

以上述べたように、開端杭を打設した後の地盤の応力状態を適切に評価する方法は、現在のところ無いと思われる。そのため、杭打設後の杭側面に作用する垂直応力 σ_{no}' を図4.8 に示す手順によって推定し、杭打設後の杭載荷試験の解析を行った。既に載荷試験結果より、各深さにおける最大周面摩擦 τ_{max} の値が得られている(図1.11)。極限荷重 $P_t = 280\text{tf}$ において、Layer I (1~3m)、Layer II (3~7m)、Layer III (7~10m) の最大周面摩擦 τ_{max} は、それぞれ 0.86kgf/cm^2 、 2.4kgf/cm^2 、 2.9kgf/cm^2 である。このとき、杭側面に作用する垂直応力 σ_n' と τ は、 $\tau = \sigma_n' \cdot \tan \phi_j'$ の関係が成り立っていると仮定して σ_n' をもとめる。各層の σ_n' は、Layer Iで 1.5kgf/cm^2 、Layer IIで 4.0kgf/cm^2 、Layer IIIで 5.0kgf/cm^2 である。このようにして求めた σ_n' を杭打設後に杭側面に作用している垂直応力 σ_{no}' に等しいものとした(図4.6)。

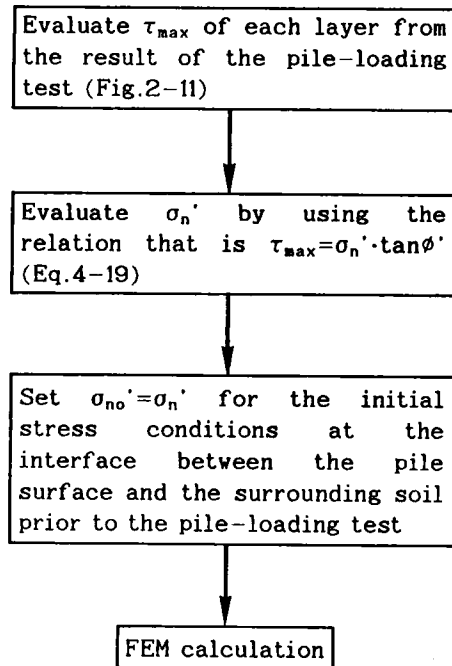


図4.8 杭打設後の地盤の応力状態の評価手順

図4.9は、各荷重段階における杭の軸力分布の実測値と解析結果を示したものである。実測結果によると、杭頭荷重 P_t の大部分は、杭周面摩擦力によって受け持たれていることがわかる。実際、極限荷重280tf載荷時には、杭先端にはわずか40tfの荷重しか伝達されていない。解析結果は、非常によくこの荷重伝達機構を表している。

図4.10は、杭頭荷重 P_t －杭頭変位 S_t 、杭頭荷重 P_t －杭先端変位 S_b の実測結果と解析結果を示したものである。実測結果によれば、杭頭荷重 P_t が240tfまでは、杭頭変位 S_t および杭先端変位 S_b とも杭頭荷重にほぼ比例して増加している。 $P_t=280tf$ において、 S_t および S_b は急激に増加している。解析結果は、 $P_t=280tf$ までは実測結果よりも大きな杭変位量を与えている。また、解析結果では、 $P_t=280tf$ に達しても杭変位が急増せず極限支持力状態となっていないものと判断される。

図4.11は、杭頭荷重 P_t －杭頭変位 S_t －時間 t 関係の実測結果と解析結果を示したものである。実測によれば、各荷重段階の載荷後、時間とともに変位は増加しているが、次の載荷段階直前には杭頭変位の増加率は、15分間で3/100mm以下となっている。解析結果によれば、 $P_t=100tf$ までの載荷において実測変位より大きな変位を示している。しかし、それ以降の荷重増分に対しては、実測にほぼ等しい変位増分となっている。解析結果では、荷重載荷と同時に大部分の変位が生じており、その後の時間の経過による変位増加は、非常に小さなものとなっている。

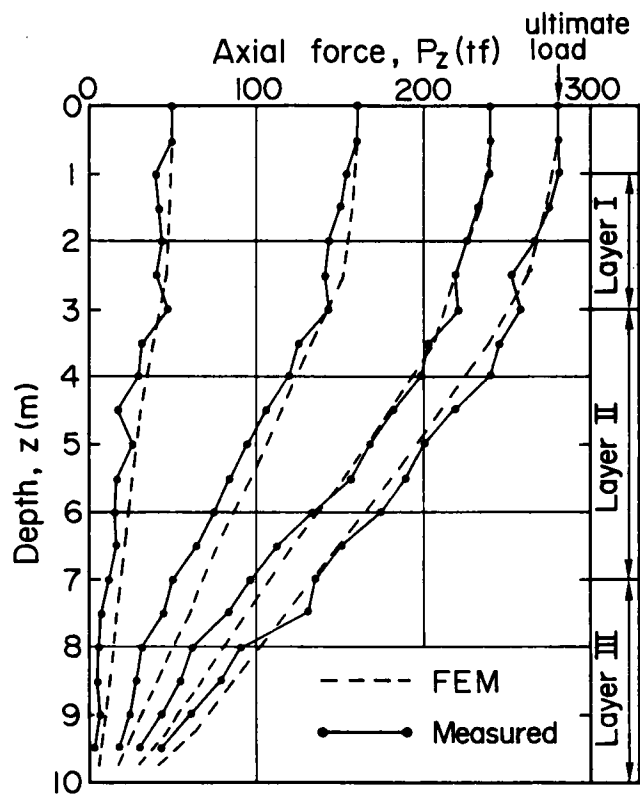


図4.9 杭の軸力分布

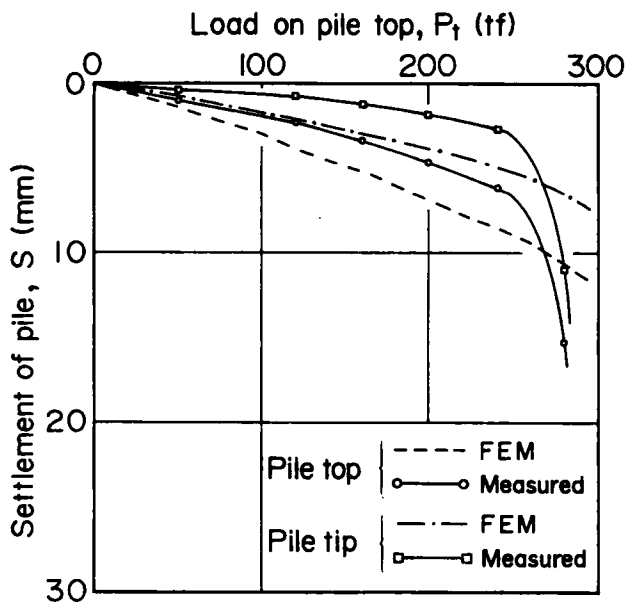


図 4.10 杭頭荷重 P_t , 杭頭変位 S_t , 杭先端変位 S_b の関係

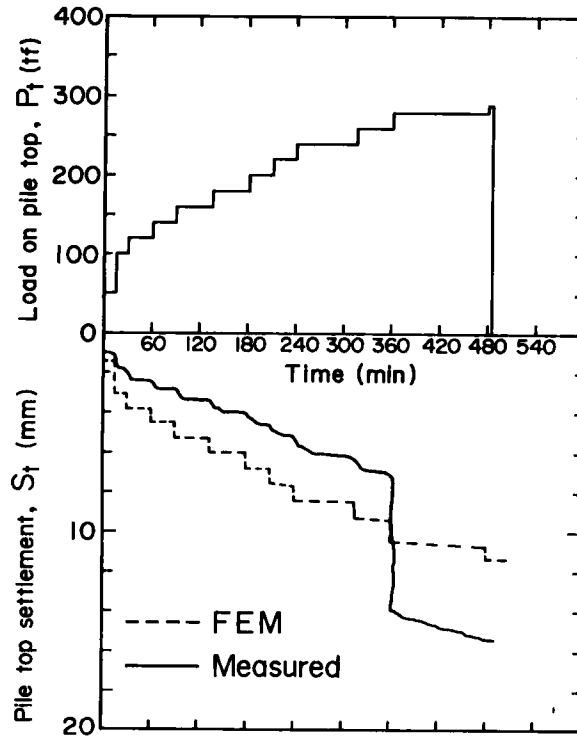


図4.11 杭頭荷重 P_t , 杭頭変位 S_t , 時間 t の関係

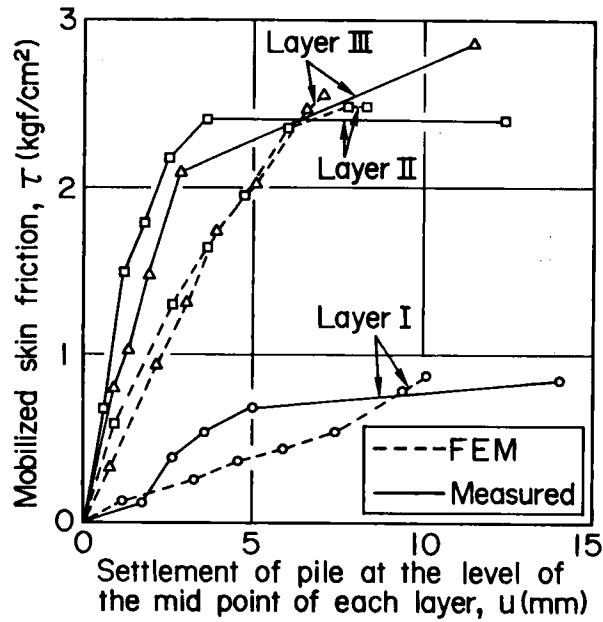


図 4.12 杭変位 u と周面摩擦 τ の関係

図4.12 は、Layer I (深さ1～3m)、Layer II (3～7m)、Layer III (7～10m) について、各層中心の杭変位 u と動員周面摩擦 τ の関係の実測結果と解析結果を示したものである。最終荷重段階における各層の周面摩擦 τ の大きさは、実測結果とほぼ一致している。解析結果では、Layer II の周面摩擦はピーク値に達しているが、Layer I および Layer III の周面摩擦 τ は荷重の増加とともにさらに増加する傾向を示している。

図4.13 は、各荷重段階における周面摩擦応力 τ の分布の解析結果を示している。杭頭荷重 P_t が大きくなるにつれて、各深さでの周面摩擦 τ も大きくなっている。 $P_t=1200\text{tf}$ までは、深さ2.5～4.5m の浅い部分での周面摩擦が深い部分での周面摩擦に比べて大きくなっている。しかし、 $P_t=200\text{tf}$ 以上になると深さ5m 以深での周面摩擦が急激に発達するようになることがわかる。図中の点線は、 $P_t=280\text{tf}$ の時の周面摩擦 τ の分布の実測結果を示したものである。解析結果は、深さ6m以深での周面摩擦を過小評価しているが、全体的には実測結果と同様な傾向を示している。

図4.14 は、杭側面に作用する垂直応力 σ_n' とせん断応力 τ の変化（応力径路）の解析結果を示したものである。深さ z が3m 以上では、杭頭荷重 P_t が増加するにつれて有効垂直応力 σ_n' は初期応力 σ_{no}' からあまり変化せず、せん断応力 τ だけが增加する応力径路となっている。解析結果によれば、極限荷重 $P_t=280\text{tf}$ を載荷した時点で、Layer II の応力状態は式(5.27)で示される破壊状態に達している。

$$\tau = \sigma_n' \cdot \tan \phi_j' \quad (4.27)$$

Layer I と Layer III の応力状態は、 $P_t=280\text{tf}$ においても破壊状態に達していないため、図4.10 の解析結果のように $P_t=280\text{tf}$ 載荷時においても杭変位が急増しない結果となっている。

図4.14 の点線は、全応力径路を示したものである。深さ $z=9.8\text{m}$ においては、最初に大きな負の間隙水圧が発生しているが、せん断応力 τ が増加すると正の間隙水圧が発生している。深さ $z=2.5\text{m}$ においても負の間隙水圧が発生しているが、 $z=2.5\text{m}$ でもせん断応力の増加につれて正の間隙水圧が発生してくる傾向がみられる。

図4.15 は、杭側面に隣接する土要素の応力径路を示したものである。何れの深さにおいても杭載荷の初期段階において負の間隙水圧が発生している。杭頭荷重が大きくなると偏差応力 q が増加し、正の間隙水圧が発生するようになる。このような杭に隣接する土要素の応力径路は、図4.14 に示した杭周面での応力径路と同様な傾向にある。したがって、杭載荷によって発生する杭周辺地盤の間隙水圧が杭側面に作用する周面摩擦に大きく影響することがわかる。図4.15 からわかるように、杭周辺地盤では負のダイレタンシーによって正の間隙水圧が発生している。

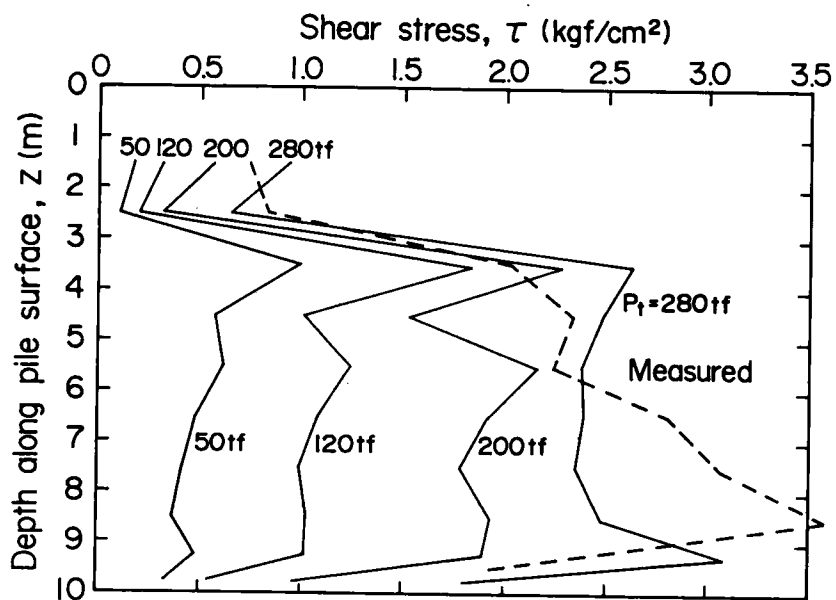


図 4.13 周面摩擦応力 τ の分布

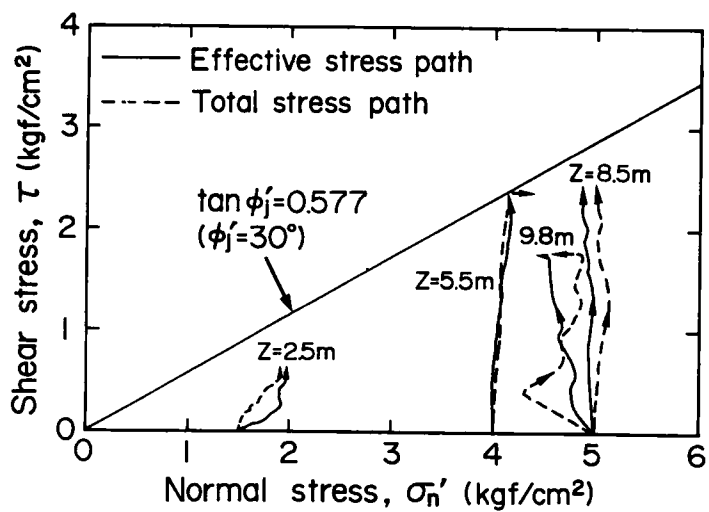


図 4.14 杭側面に作用する垂直応力 σ'_n とせん断応力 τ の変化

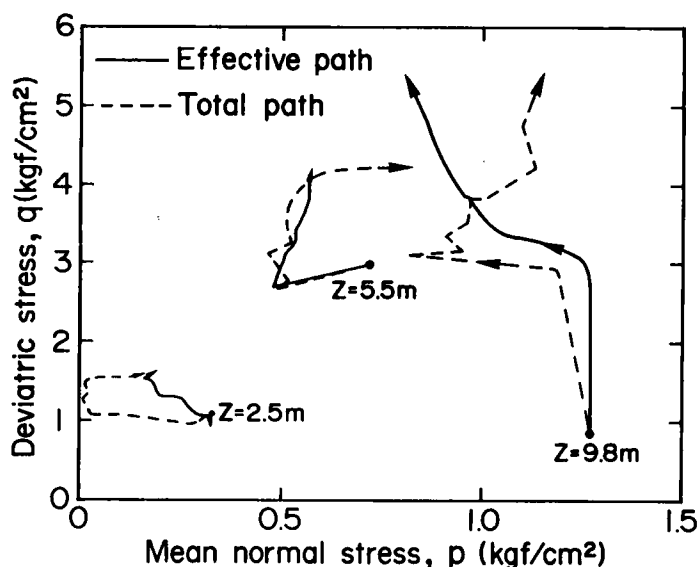


図 4.15 杭側面に隣接する土要素の応力径路

4. 6 結 語

本章では、Sekiguchi(1977)⁴⁾ による弾・粘塑性構成式に基づいて、まず珪藻泥岩の三軸圧密試験の有限要素解析を行った。その結果、弾・粘塑性構成式を用いて珪藻泥岩の三軸圧密挙動をよく説明できることがわかった。

次に、珪藻泥岩における鋼管杭の鉛直載荷試験の有限要素解析を行った。その際、杭打設による地盤の応力状態の変化を図4.8 に示す手順に従ってあらかじめ推定してから、杭載荷試験の解析を行った。解析結果は、杭の軸力分布(図4.10)や周面摩擦の分布(図4.13)の実測結果をよく説明できた。しかし、解析結果では極限支持力を示すような急激な杭変位の増加は認められなかった(図4.10)。図4.14 に示した杭周面の応力径路(σ_n' - τ 関係)より、杭打設後の地盤の応力状態が杭の極限支持力を決定する一つの大きな要因であることがわかった。

第3章と第4章において、珪藻泥岩における鋼管杭の静的な鉛直支持力特性について考察を行った。しかしながら、杭の支持力特性を明らかにしようとする場合、杭打設から杭載荷までのプロセスを忠実に考慮することが必要である。鋼管杭の打設には、打撃工法が用いられることが一般的である。押し込みによる杭打設の場合にも、杭支持力の発現のために杭打設後に数回の打撃を行うことが多い。したがって、杭打撃時の杭および周辺地盤の動的挙動を正確に把握することは、杭打設後の杭支持力特性を評価する上で重要である。そこで、第5章以下の第2編では、杭打ち中の杭と地盤の動的相互作用を評価することを目的として、杭の動的支持力評価法について考察する。

参考文献

- 1) Sekiguchi, H.(1977):"Rheological Characteristics of Clays," Proc. 9th Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng., Vol.1, pp.289-292.
- 2) 柴田 徹(1963):「正規圧密粘土の体積変化について」、京都大学防災研究所年報、No.6, pp.128-134.
- 3) Taylor, D.W.(1948):Fundamentals of Soil Mechanics, Modern Asia Edition, Inc., New York, Charles E. Tuttle Company, Tokyo.
- 4) Sekiguchi, H., Nishida, Y. and Kanai, F.(1981):"Analysis of Partially-Drained Triaxial Testing of Clay," Soils and Foundations, Vol.21, No.3, pp.53-66.
- 5) Ohta, H.(1971):Analysis of Deformations of Soils Based on The Theory of Plasticity and Its Application to Settlement of Embankments, Dr. Thesis, Kyoto University.
- 6) Sekiguchi, H., Nishida, Y., Matsumoto, T. and Uesawa, M. (1985): "Characterization of a Diatomaceous Mudstone by Elasto-Viscoplastisity," Proc. 5th Int. Conf. Numerical Methods in Geomechanics, Nagoya, Vol.1, pp.437-444.
- 7) 松本樹典・関口秀雄・西田義親(1983):「ジョイント要素を用いた等方圧密試験の有限要素解析」、第18回土質工学研究発表講演集, pp.227-228.
- 8) 山口柏樹 (1973):「無限土中における空洞押拡げの弾塑性解析と応用」、東工大・土木工学研究報告, No.15, pp.1-11.
- 9) Carter, J.P., Randolph, M.F. and Wroth, P.(1979):"Stress and Pore Pressure Changes in Clay During and After the Expansion of a Cylindrical Cavity," Int. J. Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol.3, pp.305-322.
- 10) Randolph, M.F. and Wroth, C.P. (1979):"An Analytical Solution for the Consolidation Around a Driven Pile," Int. J. Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol.3, pp.217-229.
- 11) Randolph ,M.F., Carter, J.P. and Wroth, C.P.(1979a):"Driven Piles in Clay - The Effects of Installation and Subsequent Consolidation," Géotechnique 29, No.4, pp.361-393.

- 12) Randolph, M.F., Steenfelt, J.S. and Wroth, C.P.(1979b): "The Effect of Pile Type on Design Parameters for Driven Piles," Proc. 4th Eur. Conf. Soil Mech. Found. Eng., Vol.2, pp.107-114.
- 13) Steenfelt, J.S., Randolph, M.F. and Wroth, C.P.(1981): "Instrumented Model Piles Jacked into Clay," Proc. 10th ICSMFE, Vol.2, pp.857-864.
- 14) 西田義親・横山一己・松本樹典 (1980): 「杭支持力算定の一解法」、金沢大学工学部紀要、 Vol.13, No.2, pp.37-48.

第 2 編

杭の動的支持力評価

第5章 動的支持力評価法の現状と本研究における動的支持力評価法

5.1 緒言

第3章と第4章において鋼管杭の静的支持力特性について検討を行ったが、杭打ち時の杭と地盤の動的相互作用がその後の杭の静的支持力特性に大きな影響を及ぼすものと考えられる。第2編では、杭打ち時の杭の動的貫入性状から杭と地盤の動的相互作用を評価する方法について考察する。

動的支持力評価法は、2つに大別される。一つは、ハンマの持つ打撃エネルギー（位置エネルギー）と杭が貫入するときになす仕事および杭・地盤・キャップなどが弾性変形するときになす仕事の三者間でのエネルギー平衡式をたてて支持力を評価する方法で、動的支持力公式と呼ばれている。もう一つは、杭打ち時における杭体中の波動伝播を解析することによって支持力を求める方法である。このような動的支持力評価法は、打ち込み中の杭の動的性状から支持力を評価するため、個々の杭について打ち込み中の支持力を判定できるという利点を持っている。また、場所打ち杭や押し込み杭など打撃工法を用いない杭に対しても、杭打設後に打撃を行うことで支持力の確認を行える。

これまでに数多くの動的支持力公式や応力波解析法が提案されているが、それらは主に先端支持杭を対象にしている。本研究では、摩擦杭について応力波解析の適用性を検討するとともに応力波解析による杭支持力特性評価法について考察を行うものである。

5.2 従来の研究

5.2.1 動的支持力公式

杭打ちにおけるエネルギーの平衡式による動的支持力公式は、1808年に Eytelwein に よって初めて提唱された¹⁾。Eytelwein は、ハンマの打撃エネルギー（位置エネルギー）のうち衝突時の損失や落下中の摩擦による損失などを除いた有効エネルギーは、杭が地盤に貫入するときになす仕事と、杭・地盤・キャップなどが弾性変形するときになす仕事に費やされるものとしてエネルギーの平衡方程式をたて、動的支持力公式を導いた。その後、数多くの動的支持力公式が発表されている。Haagsma(1887), Hiley(1930), Roshe(1930), Springer(1931) などによって提唱されているものは、一般にHileyの公式としてよく知られている。Hileyの基本式は、以下の通り導かれる²⁾。

運動量保存則と質点の衝突理論から

$$W_H \cdot v_1 = W_H \cdot v_1' + W_P \cdot v_2' \quad (5.1)$$

$$v_1' = \frac{v_1 - W_P(1+e)v_1}{W_H + W_P} \quad (5.2)$$

$$v_2' = \frac{W_H(1+e)v_1}{W_H + W_P} \quad (5.3)$$

ここで、 W_H と W_P はそれぞれハンマと杭の重量、 v_1 はハンマの衝突速度、 v_1' と v_2' は衝突後のハンマと杭の速度である。 e は反発係数である。

衝突によるエネルギー損失を T とすると、

$$T = \frac{v_1^2}{2g} \frac{W_P \cdot W_H}{W_H + W_P} (1-e^2) \quad (5.4)$$

ここで、 g は重力加速度である。したがって、ハンマから杭に伝えられるエネルギー U_P は、

$$U_P = \frac{v_1^2}{2g} \left\{ W_H - \frac{W_P \cdot W_H (1-e^2)}{W_H + W_P} \right\} \quad (5.5)$$

杭の先端貫入抵抗 R_d は、杭が貫入量 S に達するまで一定であると仮定している〔図5.1(a)〕。また、杭打撃時に生ずる杭、地盤、キャップの弾性変形量の和(リバウンド量) K は、次式で表現される〔図5.2(b)〕。

$$K = C_1 + C_2 + C_3 \quad (5.6)$$

ここで、 C_1 、 C_2 、 C_3 は、それぞれ杭、地盤、キャップの弾性変形量である。

ハンマから杭に伝達されたエネルギー U_P は、杭先端が S だけ地盤に貫入するエネルギーと杭、地盤、キャップが弾性変形するためのエネルギーに等しいとすると、エネルギーの釣り合い式は、次式与えられる。

$$R_d \cdot (S + K/2) = \frac{v_1^2}{2g} \left\{ W_H - \frac{W_P \cdot W_H (1-e^2)}{W_H + W_P} \right\} \quad (5.7)$$

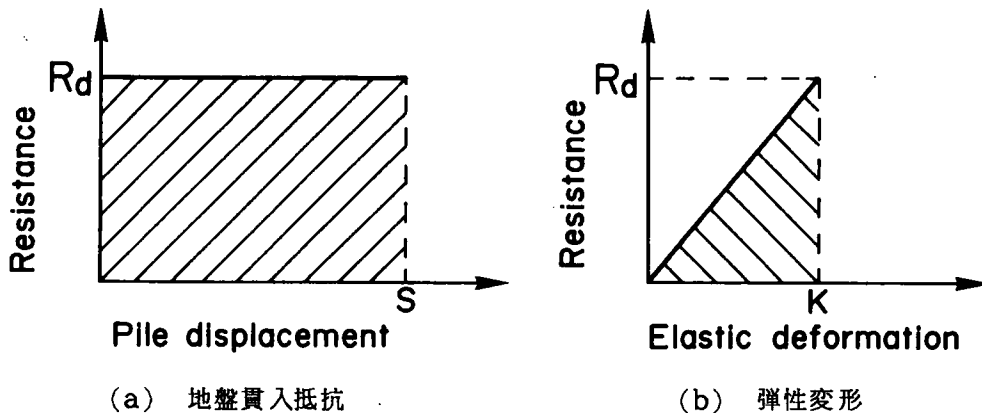


図 5.1 Hiley 式における杭変位－貫入抵抗モデル

ハンマは、 h の高さから自由落下するものとし、落下中のエネルギー損失を考えた打撃効率を e_f すれば、式 (5.7) は次のようになる。

$$R_d \cdot (S + K/2) = e_f \cdot W_H \cdot h \left\{ W_H - \frac{W_p(1-e^2)}{W_H + W_p} \right\} \quad (5.8)$$

式(5.8)が最も一般的な形の Hiley 式である。

これまでに提唱されている動的支持力公式は、基礎的にはHiley と同様である。Kraph-Stern 式、Weisbach 式、Canadian National 式などのように、ハンマと杭を弾性体として扱い、杭のひずみエネルギーによる損失を考慮した式もある。

しかし、これらの動的支持力公式には、誘導の仮定および実用的な面で問題がある。誘導の仮定の問題点としては、ハンマと杭を完全剛体と仮定していながら杭の弾性変形による損失を考慮しているという矛盾がある。Weisbach 式のように杭を弾性体として扱っている場合は、杭を先端支持杭であるとし、最大支持力 R_d で杭全長が圧縮されるとしている。このことは、次章以下で示されるように、実際の現象に即しないものである。実用的な面では、打撃効率 e_f 、反発係数 e が実測されていない。また杭、地盤、キャップの弾性変形量(C_1 , C_2 , C_3)の実測が非常に困難である。同一のハンマ、杭、地盤、キャップの場合でも、 e_f , e , C_1 , C_2 , C_3 の値は各々の杭打ちで必ずしも一定ではない。特にクッション材やキャップ材の硬化は、エネルギー伝達に大きく影響することが報告されている³⁾⁴⁾。

動的杭打ち公式における最大の問題点は、杭に伝達されるエネルギーおよび杭の貫入によって消費されるエネルギーの評価である。実際の杭の貫入に消費されるエネルギーを正しく評価できれば、動的杭打ち公式によって、信頼性の高い支持力評価を行うことができると考えられる。ただし、杭打ち公式では、先端支持力と摩擦支持力を別々に評価することはできない。また、それらの動員特性を知り得る手段とはなり得ないものである。

5.2.2 杭打ちにおける波動理論の適用

1867年にSt. Venant は、棒の一端を衝撃した場合の一次元縦弾性波理論を発表した⁵⁾。Isaacs(1931)⁶⁾ やFox(1932)⁷⁾ は、St. Venantの方法を杭打ちに適用し、「打ち込み時の杭の動的挙動は、杭打ち公式において仮定されているような質点の衝撃によるものではなく、むしろ一次元波動方程式によって支配されている」ことを指摘した。1983年にGranville らは、ハンマの打撃は、圧縮波として杭の下方に伝播し、その底面が強い支持層や弱い層に接しているかによって、圧縮波あるいは引張波として底面より反射してくることを示し、さらにこの問題に波動方程式を適応した。これらの研究は、杭支持力を評価するのではなく、杭体に発生する応力を検討することを目的としていた¹⁾。Isaacs やFoxの研究以降、杭打ち問題に波動理論を導入した研究が進められた。

波動解析の流れは、2つに分けられる。一つは、波動方程式を数値的に解こうとするものであり、Smith法⁸⁾⁹⁾が最も代表的なものである。Smith法では、図5.2に示すように、ハンマ、キャップブロック、パイルキャップ、杭を質量のないバネで結んだ多くの質点に離散化する。図5.2において、 $W(m)$ は m 番目の質点の質量、 $K(m)$ は m 番目のバネのバネ定数である。 $R(m)$ は m 番目の質点に作用する地盤抵抗である。地盤抵抗 R は、図5.3のようにモデル化されている。杭の静的載荷時には、地盤抵抗 R_u は、弾・塑性モデルで表される〔図5.3(a)〕。図5.3(a)において、 R_u は静的最大地盤抵抗力、 Q は最大弾性変位量、 K' は次式で与えられる地盤バネ剛性である。

$$K' = R_u(m)/Q(m) \quad (5.9)$$

杭の打撃時における地盤抵抗力 R は、速度効果による抵抗力の増加を考慮して、次式のよう表される〔図5.3(b)〕。

$$R = R_u \cdot [1 + J \cdot V] \quad (5.10)$$

ここで、 V は杭(質点)の速度、 J は速度効果を示す係数(減衰定数)である。このような地盤抵抗特性は、スライダーを持つバネとダッシュポットを並列に配したいわゆるケルビン・モデルでモデル化される〔図5.3(c)〕。

Smithの方法では、以上のようにモデル化された杭打ちシステムに基づき、一次元波動方程式を以下の5つの差分式を用いて数値的に解いている。

$$D(m,n) = D(m,N-1) + \Delta t \cdot V(m,N-1) \quad (5.11)$$

$$C(m,n) = D(m,N) - D(m+1,N) \quad (5.12)$$

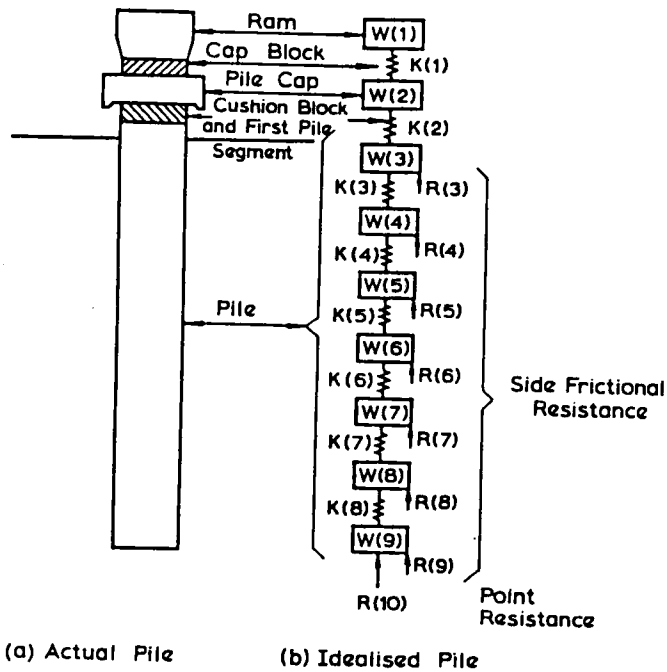


図5.2 Smith(1955)の数値解析法における杭打ちシステムのモデル化⁴¹⁾

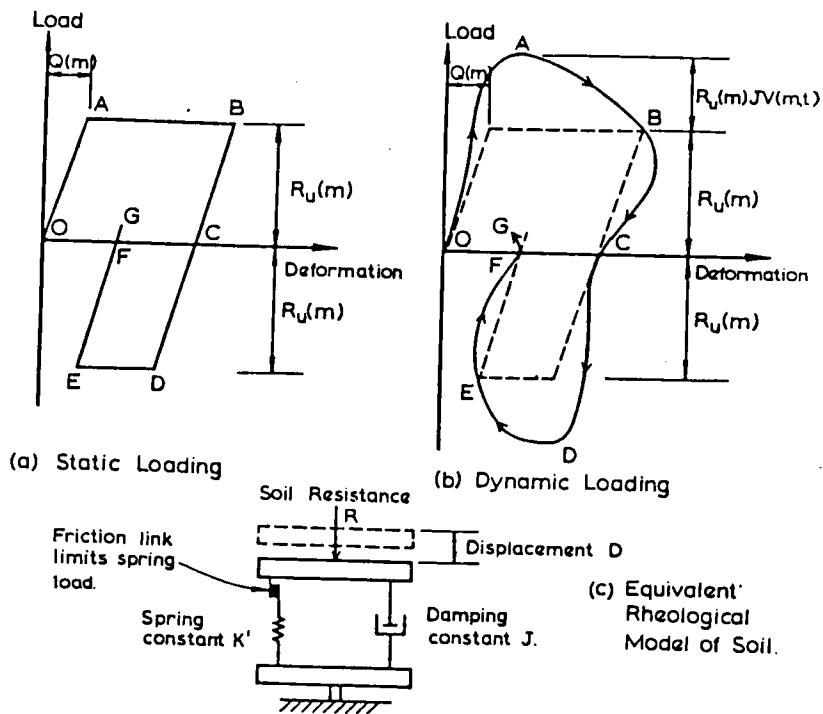


図5.3 Smith(1960)の地盤モデル⁴¹⁾

$$F(m,n) = C(m,N) \cdot K(m) \quad (5.13)$$

$$R(m,n) = [D - D'(m,N)] \cdot K'(m) \cdot [1 + J(m) \cdot V(m,N-1)] \quad (5.14)$$

$$V(m,n) = V(m,N-1) + [F(m-1,N) + W(m) - F(m,N) - R(m,N)] \cdot g \Delta t / W(m) \quad (5.15)$$

ここで、各記号の意味は以下の通りである。

- m : 要素番号
- N : 計算ステップ
- Δt : 差分時間間隔
- $C(m,n)$: Nステップにおけるバネmの圧縮量
- $D(m,n)$: Nステップにおける質点mの変位量
- $D'(m,n)$: Nステップにおける地盤抵抗バネmの塑性変形量
- $F(m,n)$: Nステップにおけるバネmの圧縮力
- $R(m,n)$: Nステップにおいて質点mに作用する地盤抵抗力
- $V(m,n)$: Nステップにおける質点mの速度
- g : 重力加速度
- $J(m)$: 地盤抵抗mの減衰定数
- $K(m)$: バネmのバネ定数
- $K'(m)$: 地盤抵抗mのバネ定数
- $W(m)$: 質点mの質量

ハンマの衝突速度を質点1の速度の初期条件として与えることにより、式(5.11) から式(5.15) までの5つの式を用いて杭打ちの解析を行う。

Smith 法に基づいたコンピュータ・プログラムの開発は、アメリカのTexas A & M 大学を中心に1964 年に始められた。そして、CAPWAP Method¹⁰⁾ として一般に利用できるようになっている。

CAPWAP Method は、Smith の数値解析法⁸⁾⁹⁾とほぼ同一なものである。Smith の方法と異なる点は、杭頭で測定した力と加速度を杭頭での境界値として計算に用いることである。CAPWAP Method ではSmith の方法と同様にあらかじめ地盤抵抗特性を明確に定義することが不可欠である。杭支持力を評価する手順は、以下の通りである。地盤特性を表すパラメータを仮定すれば、杭各点での力、速度および発揮されている地盤抵抗が計算される。杭頭における力の計算値が実測値と一致するまで地盤特性パラメータを変化させながら計算を行う。計算値が実測値に一致すれば、その時仮定したパラメータによって地盤抵抗特性が評価される。

CAPWAP Method では、単に最大支持力だけではなく、支持力抵抗の分布やその動員過程をも評価することができる。CAPWAP Method において地盤抵抗特性を表すパラメータの仮定値の組合わせは、無数にある。これらの中から実測値に最もフィットするようなパラメータを見つけ出すには、数多くの計算を必要とする。少ない回数で適切な地盤抵抗特性を選び出すには、経験的な判断力を必要とする。TTI(Texas Transportation Institute)プログラム¹¹⁾は、CAPWAP プログラムを近代化したものである。WEAP プログラムは、ディーゼルハンマを用いた杭打ちの解析を行えるようにCAPWAP プログラムを拡張したものである¹²⁾。その他、DIESEL-1, DUKFOR, SWEAP, OCEANWAVE, PSI などのプログラムがあり、これらは全てSmith の数値解析を改良し、修正したものである¹³⁾。このようにSmith の数値解析法に基づいたプログラムは、杭支持力評価や杭体に発生する応力の評価などに広く用いられているが、Smith の数値解析法には、次のような問題点がある。

- ① 杭体中の応力波伝播を一次元の縦波伝播として扱っているのにも関わらず、Smith の数値解析法によって計算されている応力と速度の関数は、一次元波動理論から得られる関係と異なっている。したがって、杭頭で測定した力を杭頭での境界値として計算した杭の変位量は、波動理論によるものとは異なる。
- ② 宇都ら(1978a,b)¹⁴⁾¹⁵⁾がすでに指摘しているように、Smith の数値解析法に用いられている差分式には、エネルギーの保存則を満足しえない基本的な問題がある。したがって、解析結果に基づいて、動的支持力公式のように杭打ち問題をエネルギーの平衡の面から論ずることは、不可能となる。
- ③ 土抵抗力によって生ずる杭の速度の扱いが、杭中間点および杭先端で同じである。Donnell(1930)¹⁶⁾, Fischer(1962)¹⁷⁾ によって、同一の大きさの衝撃力が杭中間点と杭先端に作用した場合には、生ずる速度と応力は同一ではないことが示されている。
- ④ Smith の方法では、杭頭を表すバネが引張り力を生じた時にハンマと杭が分離するとしてそれ以降の計算を行っている。しかし、実際にはハンマと杭頭の境界面は、引張り力に抵抗できない。したがって、Smith の方法では、杭頭端面における境界条件の扱いが適切でない。
- ⑤ Smith は、数値計算の安定化をはかるために、差分時間間隔 Δt として、

$$\Delta t = \frac{1}{2} \frac{l}{c} \quad (5.16)$$

を提唱している。ここで、 l は杭の分割長、 c は弾性波の伝播速度である。しかしながら、一次元波動理論に忠実に従うならば、差分時間間隔 Δt は一義的に次式で与えられる。

$$\Delta t = l/c$$

(5.17)

Smith が提唱している差分時間間隔 Δt 〔式(5.15)〕を用いると、波速度 c の2倍の速度で波動が伝播するという計算結果を生ずることになる。

以上に挙げたような問題点がSmithの数値解析法にあるが、これらの問題点は、杭を質量のないバネで結んだ数多くの質点でモデル化していることに起因している。Smithの方法に基づいた他のプログラムも同様な問題点を抱えている。

一方、Smithの方法のように波動方程式を数値的に解く方法に対し、波動方程式の解を解析的に解こうとする方法がある。基礎的な研究としてDonnell(1930)¹⁶⁾、de Juhasz(1942)¹⁸⁾、Davies(1942)¹⁹⁾などの研究がある。Donnell(1930)¹⁸⁾は、棒の中間断面に衝撃を与えたときの応力波伝播や断面が変化しているところでの応力波の透過、反射の取扱いを示している。de Juhasz(1942)¹⁸⁾は、棒と棒の衝突における応力波伝播の図形的解析法を示している。Davies(1942)¹⁹⁾は、ホプキンソン棒試験における応力波伝播の解析理論や測定法の研究を行っている。Fischer(1960,1962)¹⁷⁾²⁰⁾は、de Juhaszの方法を杭打ち問題に適用している。これらはすべてSt. Venant が示した一次元の波動方程式⁵⁾の解をそのままの形で利用している。

宇都ら²¹⁾⁻²⁸⁾は、杭頭の変位と杭頭の変位から推定される杭先端の変位をそれぞれ境界値として採用して、一次元波動方程式を解き、変位に関する動的先端支持力を誘導している。宇都らの方法では、杭打ちの中の動的摩擦力は無視できるものとし、また杭が最大変位に達する時刻は、ハンマ打撃条件や地盤抵抗特性に関わらず杭の長さだけによって決定されるものと仮定している。このようにして求めた杭先端支持力に標準貫入試験の N 値から推定される周面摩擦支持力を加えたものを杭の全支持力としている。宇都らの方法は、「道路橋示方書」に杭の打止め管理式²⁹⁾としてまとめられている。宇都らの方法はコンクリート杭などを基盤に打ち込んだ際の杭の打止め時のように、先端支持力が周面摩擦に比べてはるかに大きい場合には適用できるが、周面摩擦にその支持力を期待する杭に対しては用いることができない。

岡田・久良(1976)³⁰⁾は、コンクリート杭に発生する打撃応力について詳しく調べている。

波動解析の中に周面摩擦の影響を積極的に導入しようとする研究がある。Hansen and Denver(1980)³¹⁾、van Koten, Middendorp and van Brederode(1980)³²⁾は、周面摩擦を考慮した力の釣合式から非線形の波動方程式を導いている。しかし、非線形の波動方程式に基づけば、杭体中の波動伝播速度は一次元の波動伝播速度とは等しくならず、その取扱いが非常に複雑となる。また、周面摩擦特性が杭体の応力の時間的変化に及ぼす影響を把握にくい。Middendorp and Brederode(1984)³³⁾は、周面摩擦のみで支持される模型杭打ち実験を行い、周面摩擦が杭体中の力の時間的変化に及ぼす影響を調べている。

さらに、杭打ち中に測定した動的データから直接に動的支持力を評価しようとする方法がある。その代表的なものとしてCASE Method³⁴⁾³⁵⁾がある。CASE Method とは、図5.4に示すように、杭頭にひずみゲージと加速度計を取り付け、打撃による応力波の最大値が通過した時刻から最大応力が測定点より下の杭長さを一往復してくる時刻までの間にひずみと加速度を測定する。そして、ひずみを力に変換し、加速度を積分することにより速度に変換し、これらの力と速度から杭の動的支持力を求める方法である。データの測定および支持力の算定は、Case Project Processing System¹²⁾によって自動的に行われる。

CASE Method で示される式は、厳密には波動方程式ではなく、Newton の第2法則をもとに先端支持力 R が次式で与えられるものとしている。

$$R = F(t) - m \cdot \alpha(t) \quad (5.18)$$

ここで、 $F(t)$ と $\alpha(t)$ は、測定点の力と加速度である。

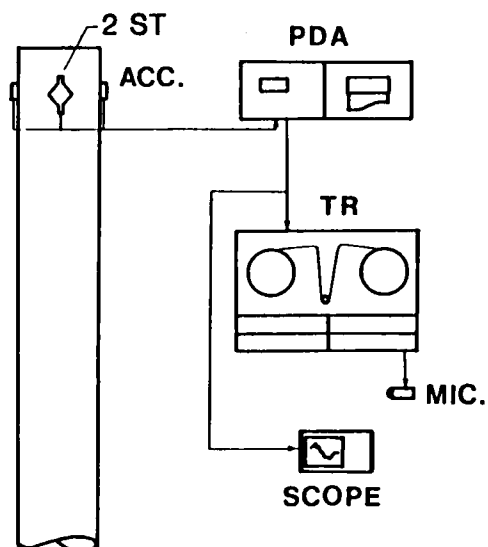
CASE Method では、打撃応力波が杭全長を一往復する時間内に最大支持力が発揮されるものとし、次式の関係を用いて杭の極限支持力を求めている。

$$R = \frac{1}{2} \left\{ F_M(t^*) + F_M\left(t^* + \frac{2L}{c}\right) \right\} + \frac{1}{2} \frac{mc}{L} \left\{ V_M(t^*) - V_M\left(t^* + \frac{2L}{c}\right) \right\} \quad (5.19)$$

ここで、 t^* は最大応力が最初に測定点を通過する時刻、 L は測定点から下の杭の長さ、 m は杭の質量、 c は波速度、 $F_M(t)$ は時刻 t における測定点の力、 $V_M(t)$ は時刻 t における測定点の速度である。すなわち、CASE Method とは、最大応力が通過する時刻 $t=t^*$ とその最大応力が測定点より下の杭長さを一往復してきた時刻 $t=t^*+2L/c$ の2回の時刻(図5.5)における力と速度の測定値から杭先端支持力 R を算定する方法である。

しかし、支持力の杭貫入速度依存性が大きい場合には、必ずしもそうではないとして、CASE Method における測定値開始時刻を最大支持力が得られるように遅らせるという Time Delay Method³⁵⁾ も提案されている。CASE Method の派生したものにTNO Methodがあるが、これは、加速度計の代わりに光学式装置で杭頭の変位を測定し、それを時間で微分して速度を求めている。CASE Method では、時間を遅らせて2回だけ測定したデータに基づいて支持力を算定するため、計算が容易である。しかし、CASE Method には次のような問題点がある¹³⁾。

- ① CASE Method の誘導に当っては、最初に杭を剛体と仮定し、途中から弾性体として取扱っており、理論的な扱いに矛盾がある。
- ② CASE Method では、周面摩擦抵抗を無視して式を誘導しているが、実際の適用に



ST.... STRAIN TRANSDUCER
 ACC... ACCELEROMETER
 PDA... PILE DRIVING ANALYZER
 TR.... TAPE RECORDER (ANALOG,
 4-CHANNEL)

図5.4 Case Method における測定システム¹²⁾

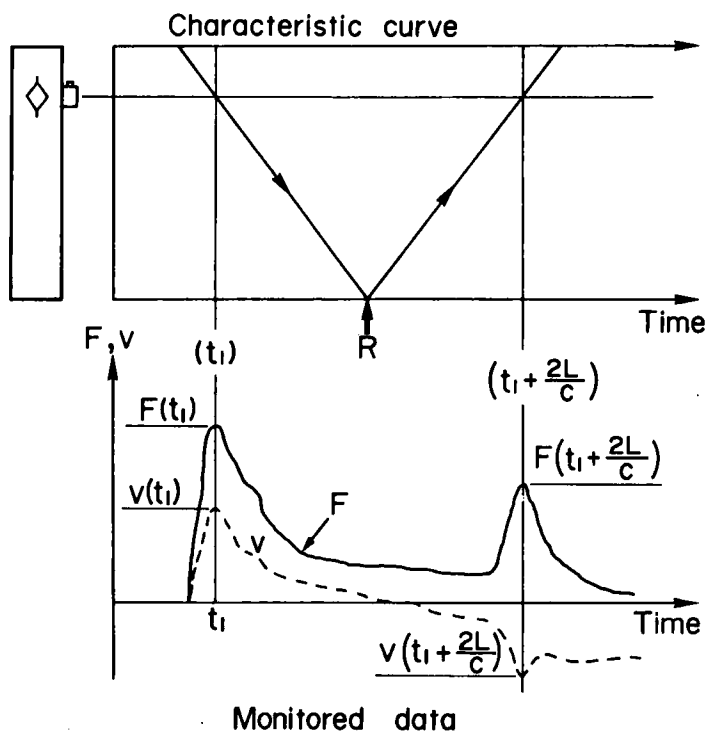


図5.5 Case Method における測定時刻

際しては、得られた支持力が杭の先端支持力と周面摩擦力を含めた全支持力であるとしている。

- ③ 支持力の計算に用いる力と速度は、最初に力の最大値が測定点を通過した時刻とそれが杭先端で反射されて往復してくる時刻に測定されているため、杭先端が地盤に貫入する極めて初期の貫入抵抗を求めているに過ぎない。最大支持力を得るために、測定時間間隔を大きくしたり、測定開始時刻を遅らすとハンマからの透過波や反射波が測定点に到達してくるため、本解析法によって得られる支持力の値は信頼性の低いものとなる。特に周面摩擦が作用する場合には、杭先端での反射波より先に周面摩擦の影響が測定点に現われるため、本解析法による支持力評価は困難となる。

以上に述べた種々の動的支持力評価法は、問題点はあるにしろ、数多くの実際の杭打ち工事で用いられている。最近では、特に長尺杭の打込みが必要となる海洋構造物の杭基礎工事に動的支持力評価法が用いられるようになってきている³⁶⁾³⁷⁾³⁸⁾³⁹⁾。このように実際に動的支持力評価法が用いられる理由に、静的載荷試験と比較して非常に容易かつ短時間および少ない費用で行えること、また、各々の杭に対して適用することにより支持力の確認を行えることが挙げらる。

杭打ちにおける応力波解析は、杭の支持力評価の他にも次に挙げるような杭打ちに関連する現象の解析に適用されている⁴⁰⁾。

- ① 支持力評価
- ② 貫入性の評価
- ③ 杭の健全性の評価
- ④ 杭体応力の評価
- ⑤ 打撃装置の効率の評価

5.3 本研究の目的と方針

本研究では、従来の動的支持力評価法と同様に、打込み中の杭の動的挙動から杭の支持力を評価する方法について考察する。この際、従来の動的評価法の問題点を鑑み、以下に挙げる特質を備えた動的支持力評価法を確立することを目的とする。

- ① 杭の1点ないしは2点において測定した応力の時間的変化だけを解析することによって支持力評価を行える。
- ② 杭先端支持力と周面支持力を分離して評価できる。さらにそれらの杭に沿う分布や動員特性をも評価できる。
- ③ 地盤抵抗特性を表わすパラメータをシステムティックに評価できる。
- ④ 杭、ハンマ、地盤の三者間のエネルギー収支と応力波解析結果との斉合性がある。
- ⑤ 打撃装置の種類に関わらず、同様な方法で用いることができる。

このような特質を備えた評価法が必要となる理由は、以下の通りである。

①について

従来の方法のように力と加速度を測定する場合、測定方法が複雑になるばかりでなく、加速度を積分して速度に変換する必要があり、測定データの処理が複雑となる。したがって、ひずみゲージによって測定した応力のみを応力波解析における境界値として採用する。

②について

杭の許容支持力は極限支持力のみからではなく、許容沈下量によっても規定される。したがって、杭の荷重－沈下関係や荷重伝達機構を推定する上で、支持力の分布とその動員特性を知る必要がある。

③について

CAPWAP Methodのように、測定データと解析結果のフィッティングによって地盤パラメータを逆解析する場合、解析に用いるパラメータの値の仮定は直感的に行われる。したがって、パラメータを評価するまでに何回もの計算を必要とする。このような操作をシステムティックに行えるようにすることは、精度良い支持力評価のために必要である。

④について

これまで、動的支持力公式のようにエネルギーの平衡式に基づく支持力評価と波動解析による支持力評価は、別の観点から行われてきた。しかし、本来これらの間には斉合性がなくてはならない。

⑤について

ハンマの種類や杭の種類に関係せずに杭支持力評価が適用できることが、一貫性を持った杭基礎設計を行うために必要となる。

以上の特質を備えた動的支持力評価のためには、地盤抵抗特性が応力波形に及ぼす影響を明確にする必要がある。そのため、本研究では応力波伝播の物理的意味が明確である St. Venant の一次元波動方程式に基づいた動的支持力評価法について考察する。

第 6 章では、基礎となる一次元波動理論および周面摩擦が作用する場合の近似的な一次元波動理論について述べる。

第 7 章では、周面摩擦が作用する杭中の応力波伝播を一次元波動理論で扱うことの妥当性を実験的に検証する。

第 8 章では、測定応力波形の逆解析による周面摩擦特性の評価法と珪藻泥岩を地盤試料として用いた室内杭打ち試験結果について述べる。

第 9 章では、2 点ゲージ法による応力波形測定に基づいた動的支持力評価法について述べる。また、2 点ゲージ法を用いた室内杭打ち試験結果について述べる。

第 10 章では、関西新空港連絡橋工事の一環として行われた実大杭の杭打ち試験を 2 点ゲージ法を用いて解析する。このことにより、実大杭に対する 2 点ゲージ応力波解析法の適用性および問題点について検討する。

参考文献

- 1) 芳賀孝成(1986) : 「杭基礎の変遷」、杭基礎の設計法とその解説、土質工学会、pp. 8-39.
- 2) Gordon H.L. and MacCormick, F.C(1967): VIRGINIA PILE MANUAL Vol. 1 General Information, Virginia Department of Highways, pp.4.4-4. 5.
- 3) 斎藤二郎 (1892): 「I V 偏心打撃の原因と偏心を考慮した局部座屈の検討法」、鋼管杭の打撃応力と適正ハンマ、鋼管杭協会報告 3 号、pp.25-35.
- 4) Strey, R. and Ellery, G.(1984): "A Comparison of Efficiency and Driveability of Drop and Diesel Pile Hammers on Varying Pile Types," Proc. 2nd Int. Conf. Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.126-133.
- 5) Timoshenko, S. and Goodier, J.M.(1951): Theory of Elasticity, McGraw-Hill, Second Editicon, p.438.
- 6) Isaacs, D.V. (1931): "Reinforced Concrete Pile Fomulas," Transactions of the Institution of Engineers, Austrlia XII, pp.305-323.
- 7) Fox, E.N.(1932): "Stress Phenomena Occuring in Pile Driving," Engineering, Set.2, pp.263-265.
- 8) Smith, E.A.L.(1955): "Impact and Longitudinal Wave Transmission," Trans. ASME, pp.963-955.
- 9) Smith, E.A.L.(1960): "Pile Drivig Analysis by the Wave Equation," J. Soil Mech. Found., Div., ASCE, Vol.86, No. SM4, pp.35-61.
- 10) Rausche, F., Moses, F. and Goble, G.G.(1972): "Soil Resistance Predictions from Pile Dynamics," J. Soil Mech. Found. Div. ASCE, Vol.98, No.SM9, Proc. Paper 9220.
- 11) Hirsch, T.J., Carr, L. and Lowery, L.L., Jr.(1976): "Pile Driving Analysis Wave Equation User's Manual," U.S. Department of Transportation.
- 12) Goble, G.G., Rausche, F. and Likins, G.E., Jr.(1986): "The Analysis of Pile Driving - A State-of-the-Art -," Proc. Int. Seminar on the Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.131-161.

- 13) 宇都一馬 (1984):「10.4 杭の動的支持力」、杭基礎の設計法とその解説、土質工学会、pp.864-878.
- 14) 宇都一馬・冬木衛・近藤博・山田淳(1978a):「縦衝撃におけるスミス解法の問題点(1)」,第5回土木学会関東支部年次研究発表会,pp.111-114.
- 15) 宇都一馬・冬木衛・近藤博・山田淳(1978b):「縦衝撃におけるスミス解法の問題点(2)」,第13回土質工学会研究発表会,pp.1499-1452.
- 16) Donnell, L.H. (1930):"Longitudinal Wave Transmission and Impact," Trans. ASME, APM-52-14, pp.153-167.
- 17) Fischer, H.C.(1962):"Theory and Application of Longitudinal Impact Part II: Pile Driving and Other Cases of Frictional Resistance," Tryckluft (Atlas Copco, Stockholm), 17, pp.4-24.
- 18) de Juhasz, K.J. (1942):"Graphical Analysis of Elastic Bars," J. Applied Mech., 9, pp.A122-A128.
- 19) Davies, R.M. (1948):"A Critical Study of the Hopkinson Pressure Bar," Phil., Trans. R. Soc., Vol.240, pp.375-457.
- 20) Fischer, H.C. (1960):"Theory and Application of Longitudinal Impact Part I: Elastic Longitudinal Impact with Some Reference to Rock Drilling," Tryckluft (Atlas Copco, Stockholm), 16, pp.4-20.
- 21) 宇都一馬・冬木衛・小山滋(1979):「波動理論に基づいた杭の動的支持力算定式の提案」、第14回土質工学会研究発表会,pp.901-904.
- 22) 宇都一馬・冬木衛 (1980):「波動理論に基づいた杭の打止め管理式」、第15回土質工学会研究発表会,pp.949-952.
- 23) 宇都一馬・冬木衛(1981):「打込み杭のリバウンド測定値の補正方式」、第16回土質工学会研究発表会,pp.909-912.
- 24) 宇都一馬・冬木衛・桜井学 (1982):「杭の打止め管理式の再検討」、第17回土質工学会研究発表会,pp.2041-2044.
- 25) 宇都一馬・冬木衛・桜井学 (1983):「杭打ち公式に関する波動的考察」、第18回土質工学会研究発表会,pp.1013-1016.
- 26) 宇都一馬・冬木衛・桜井学(1983):「各種動的貫入量試験の一般化した評価法」、第28回土質工学シンポジウム発表論文集,土質工学会,pp.69-74.
- 27) 宇都一馬・大志万和也・神長耕二(1984):「油圧パイルハンマーを用いた打込み杭の支持力」、杭の貫入性・打撃性に関するシンポジウム発表論文集、土質工学会、pp.57-60.

- 28) Uto, K. et al. (1985): "Dynamic Bearing Capacity, Wave Theory, Pile Driving Control," Proc. Int. Symp. Penetrability and Driveability of Piles, Vol.1, San Francisco, pp.201-204.
- 29) 日本道路協会 (1980): 道路橋示方書・同解説 下部構造編.
- 30) 岡田 清・久良喜代彦 (1978): 「コンクリート杭の打撃応力」、土木学会論文報告集、第 252 号、pp.117-126.
- 31) Hansen, B. and Denver, H.(1980): "Wave Equation Analysis of a Pile - An Analytic Model," Proc. Int. Seminar on the Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.3-22.
- 32) van Koten, H., Middendorp, P. and van Brederode, P.J.(1980): "An Analysis of Dissipative Wave Propagation in a Pile," Proc. Int. Seminar on the Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.23-40.
- 33) Middendorp, B. and van Brederode, P.J.(1984): "Skin Friction Models for Sand from Static and Dynamic Laboratory Load Tests," Proc. 2nd Int. Conf. Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.210-220.
- 34) Goble, G.G., Tomko, J.J., Raushe, F. and Green, P.M.(1968): "Dynamic Studies on the Bearing Capacity of Pile Phase II," Division of Solid Mechanics Structures and Mechanical Design, School of Engineering, Case Western Reserve Univ.
- 35) Goble, G.G., Linkins, G., Jr. and Raushe, F. (1975): "Bearing Capacity of Piles from Dynamic Measurements," Final Report, Dept. of Civil Engineering, Case Western Reserve University.
- 36) Bender, C.H., Jr., Lyons, C.G. and Lowery, L.L., Jr.(1969): "Application of Wave-Equation Analysis to Offshore Pile Foundations," Offshore Technology Conference, Paper No. OCT1055, Texas.
- 37) Hirsch, T.J., Keohler, A.M. and Sutton, V.J.R.(1975): "Selection of Pile Driving Equipment and Field Evaluation of Pile Bearing Capacity During Driving for the North Sea Forties Field," Offshore Technology Conference, Paper No. OCT2247, Texas.

- 38) Holloway, D.M., Audibert, J.M.E. and Dover, A.R.(1978): "Recent Advances in Predicting Pile Driveability," Offshore Technology Conference, Paper No. OCT3273, Texas.
- 39) Mizikos, J.P. and Founier, J.(1982): "Rheological and Characteristic Laws for Friction Resistance of Offshore Driven Piles," Proc. 2nd Int. Conf. on Numerical Methods in Offshore Piling, pp.21-47.
- 40) Broms, B.B. and Bredenberg, H.(1984): "Applications of Stress-Wave Theory on Pile Driving - A State-of-the-Art Report," Proc. 2nd Geotech. Seminar "Pile Foundations", Singapore, pp.BB-HB-1 - BB-HB-44.
- 41) Poulos, H.G. and Davis, E.H.(1980): Pile Foundation Analysis and Design, John Wiley and Sons, 397pp.

第6章 周面摩擦が作用する杭中の応力波伝播理論

6.1 緒言

St. Venant によって提唱された一次元波動方程式¹⁾の図形解析はde Juhasz (1942)²⁾によって示され、その方法は Fischer(1960, 1962)³⁾⁴⁾によって杭打ち問題に適用された。一次元波動方程式は、物理的意味が明確である上、その取り扱いが比較的容易である。本研究においても、一次元波動方程式に基づいた動的支持力評価法について考察する。

本章では、最初に動的支持力評価法の基礎理論となる一次元波動方程式について述べる。次に周面摩擦が作用する棒中の応力波伝播を近似的に一次元応力波伝播として取り扱う方法について述べる。さらに、杭打ちの応力波解析において必要となる不連続面（例えばハンマ下端面と杭頭端面の境界面）における応力波の透過と反射の取り扱いについて述べる。

6.2 一次元波動理論

6.2.1 一次元波動方程式

本研究においては、図6.1に示すように、2つの座標系を用いる。一つは、棒自身に固定された座標 x であり、応力 σ 、変位 u 、粒子速度 v は、座標 x と時刻 t の関数として定義される。

$$\sigma = \sigma(x, t), \quad u = u(x, t), \quad v = v(x, t) \quad (6.1)$$

もう一つは、空間座標 X であり、棒のある点 ($x=x$) のある時刻 ($t=t$) における空間的な位置 X は、次式で与えられる。

$$X = X(x, t) = x + u(x, t) \quad (6.2)$$

本研究では、圧縮ひずみおよび圧縮応力を正とする。また、変位および粒子速度は座標の正

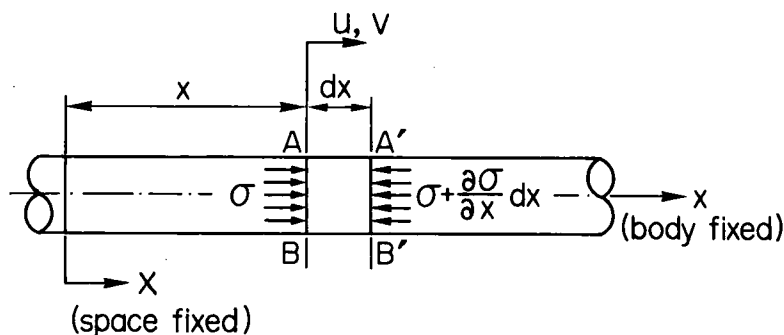


図6.1 一次元棒中の力の釣り合い

の向きを正とする。

図 6.1 に示す棒中の微小区間 dx の \overline{AB} 面と $\overline{A'B'}$ 面に作用する力の差は、

$$A \left(\sigma + \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx \right) - A\sigma = A \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx \quad (6.3)$$

である。ここで、 A は棒の断面積、 σ は応力である。 σ は棒の断面に一様に分布すると仮定している。

棒の動的な応力-ひずみ関係がひずみ速度の影響を無視して静的な Hooke の法則に従うものとするば、 E をヤング率、 ε を軸ひずみとして、

$$\sigma = E\varepsilon = -E \frac{\partial u}{\partial x} \quad (6.4)$$

棒の材料の密度を ρ とすれば微小要素 dx の運動方程式は、次式で表わされる。

$$A \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx + A\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} dx = 0 \quad (6.5)$$

式 (6.4) の関係を用いると、式 (6.5) は次のように表わされる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (6.6)$$

ここで、

$$c = \sqrt{E/\rho} \quad (6.7)$$

とおけば、式 (6.6) は次式で表わされる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (6.8)$$

式 (6.8) が、一般に波動方程式と呼ばれているものである。式 (6.8) は、変位に関する波動方程式である。式 (6.6) の両辺を時間 t で微分すると、

$$\frac{\partial^2 \dot{u}}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \dot{u}}{\partial x^2} \quad (6.9)$$

のように、粒子速度に関する波動方程式が得られる。式 (6.8) は、応力 σ は断面に一様に分布している、またポアソン比を ν とすれば半径ひずみ $-\nu(\partial u / \partial x)$ が生ずるが、これによ

る半径方向の慣性力は無視できるという仮定に基づいて導かれた近似的な式である。しかし、式(6.8)は、応力波の長さが棒の径より大きい場合には、十分に精度良いものである¹⁾。

波動方程式を最初に解いたのは、d' Alembertである⁵⁾。d' Alembert は、次のような新しい変数を導入した。

$$\begin{cases} \xi = x-ct \\ \eta = x+ct \end{cases} \quad (6.10)$$

式(6.10)の關係を用いることにより、以下の關係が得られる。

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \\ \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} = -c \frac{\partial u}{\partial \xi} + c \frac{\partial u}{\partial \eta} \end{cases} \quad (6.11)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \right) \end{cases} \quad (6.12)$$

式(6.12)を式(6.8)に代入すると、次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} = 0 \quad (6.13)$$

式(6.13)を η について積分すると、

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = h(\xi) \quad (6.14)$$

となる。ここに $h(\xi)$ は ξ の任意関数である。式(6.14)を ξ について積分すると

$$u = \int h(\xi) d\xi + \psi(\eta) \quad (6.15)$$

となる。ここに、 $\psi(\eta)$ は η の任意関数である。積分は ξ の関数であるので、これを $\varphi(\xi)$ とおくと、

$$u = \varphi(\xi) + \psi(\eta) \quad (6.16)$$

ξ と η を式 (6.10) で表し、 φ, ψ をそれぞれ f, g で表すと、解 u は次式で与えられる。

$$u = u(x, t) = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (6.17)$$

式 (6.17) が、d' Alembert の解である。式 (6.9) の粒子速度に関する波動方程式についても、式 (6.17) と同様な解が求まる。

ここで、 $g(x + ct) = 0$ 、すなわち、

$$u(x, t) = f(x - ct) \quad (6.18)$$

について考える。変位 u が一定であるためには、 f が一定、すなわち $x - ct$ が一定であればよい。ある時刻 ($t = t$) にある点 ($x = x$) に生じた時刻が、 Δt 時間後に $x = x + \Delta x$ の位置に生じたとすると、

$$x - ct = (x + \Delta x) - c(t + \Delta t) \quad (6.19)$$

でなければならない。したがって、

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = c \quad (6.20)$$

すなわち、式 (6.7) で与えられる c は、縦波の伝播速度であり、関数 f は伝播速度 c で x の正の方向に伝播する縦波（進行波）を表わしている。同様な考察により、関数 g は x の負の方向に伝播する縦波（後退波）を表わしている。

波動方程式の持つ重要な性質の一つは、重ね合わせの原理が成り立つことである。式 (6.8) の波動方程式は同次微分方程式であるため、式 (6.17) の解に任意の定数を掛けて得られる関数はまた式 (6.8) の解である。2つの解を加えて得られる関数もまた解である⁶⁾。すなわち、応力波には重ね合わせの原理が成り立つ。

非線形の波動方程式を用いた場合、その解は式 (6.17) とはならない。したがって、波動の伝播速度は、式 (6.7) とはならず、また応力波の重ね合わせの原理も成立しない。したがって、杭打ちの波動解析に非線形の波動方程式を適用した場合⁷⁾⁸⁾、地盤抵抗特性が杭体中の応力伝播に及ぼす物理的影響を明確な形で把えることが難しくなる。

本研究では、物理的意味の明確さ、および数値的取扱いの容易さから、式 (6.8) の波動方程式に基づいて杭打ちにおける応力波解析を行うことにする。

6.2.2 応力と粒子速度の関係

式(6.17)の波動方程式の解から、応力 σ と粒子速度 v の関係が以下のように導かれる。
いま、説明を簡単にするために、進行波 $f(x-ct)$ だけが存在するものとする。

圧縮ひずみ ε と進行波による粒子速度 v_f は、それぞれ次式で表される。

$$\varepsilon = -\frac{\partial u}{\partial x} = -f' \quad (6.21)$$

$$v_f = \frac{\partial u}{\partial t} = -c \cdot f' \quad (6.22)$$

したがって、 ε は次式で与えられる。

$$\varepsilon = v_f / c \quad (6.23)$$

Hookeの法則より、

$$\sigma_f = E\varepsilon = E \cdot (v_f / c) \quad (6.24)$$

上式に式(6.7)の関係を代入することにより、応力と粒子速度は次式で関係づけられる。

$$\sigma_f = \rho c v_f \quad (\text{進行波の場合}) \quad (6.25)$$

後退波 $g(x+ct)$ についても同様の考察によって、次の関係が得られる。

$$\sigma_g = -\rho c v_g \quad (\text{後退波の場合}) \quad (6.26)$$

ここで、 v_g は後退波 g による粒子速度である。

棒中の応力 σ_f と σ_g の時間的変化さえわかれば、式(6.25)と式(6.26)により粒子速度 v_f と v_g がわかる。粒子速度に関しても重ね合わせの原理が成り立つため、進行波 f と後退波 g が同時に存在する場合の粒子速度 v は、 $v = v_f + v_g$ で与えられる。また変位 u は、 $u = u_f + u_g$ を時間的に積分することによって求まる。このことは、本研究の目的の一つである応力波測定のみに基づいた動的支持力評価法の可能性を裏付けるものである。

6.3 周面摩擦による杭中の応力波伝播に対する一次元的な取扱い

最初に、図6.2に示すように、棒の中間断面に衝撃を与えた場合の応力波伝播について考える。棒のある中間断面($x=\xi$)の負の向きに衝撃速度 $v(\xi, t)$ を与えると、式(6.17)で示されるように、その速度は $x=\xi$ の正および負の向きに波速度 c で伝播してゆく。もともと、棒に応力波が存在していなければ、 $x>\xi$ の区間には進行波のみが、また $x<\xi$ の区間には後退波のみが存在する。棒の各点の粒子速度 $v(x, t)$ は、 $v(\xi, t)$ を用いて次式で与えられる。

$$v(x,t) = v\left(\xi, t - \frac{|x-\xi|}{c}\right) \quad (6.27)$$

$x > \xi$ の区間の応力は、式 (6.25) と式 (6.27) により、次式で与えられる。

$$\sigma(x,t) = -\rho cv\left(\xi, t - \frac{x-\xi}{c}\right) \quad (\text{for } x > \xi) \quad (6.28)$$

同様に、 $x < \xi$ の区間の応力は、式 (6.26) と式 (6.27) より、

$$\sigma(x,t) = \rho cv\left(\xi, t - \frac{\xi-x}{c}\right) \quad (\text{for } x < \xi) \quad (6.29)$$

・衝撃の作用点 ($x = \xi$) では、杭体内の力が不連続となっている。 $x = \xi + 0$ および $x = \xi - 0$ における応力は、次式で与えられる。

$$\begin{cases} \sigma(\xi+0, t) = -\rho cv(\xi, t) \\ \sigma(\xi-0, t) = \rho cv(\xi, t) \end{cases} \quad (6.30)$$

したがって、 $x = \xi$ における力の不連続量を $F(\xi, t)$ とすれば、 A を棒の断面積として、

$$F(\xi, t) = A\{\sigma(\xi-0, t) - \sigma(\xi+0, t)\} = 2A\rho cv(\xi, t) \quad (6.31)$$

ここで、 $F(\xi, t)$ は、 $x = \xi$ の中間断面に作用する負の向きの衝撃力に他ならない。

式 (6.30) と式 (6.31) より、

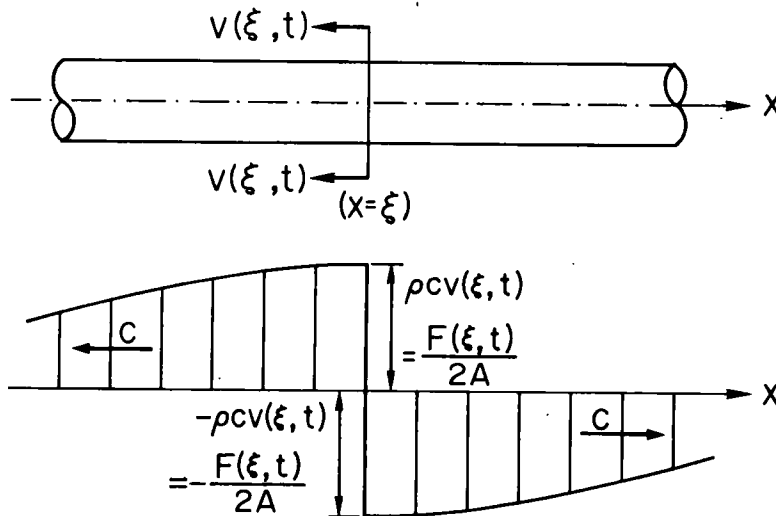


図6.2 中間断面に衝撃力を受ける一次元棒中の応力波伝播

$$\begin{cases} \sigma(\xi+0, t) = -\rho c v(\xi, t) = -F(\xi, t)/2A \\ \sigma(\xi-0, t) = \rho c v(\xi, t) = F(\xi, t)/2A \end{cases} \quad (6.32)$$

すなわち、棒の中間断面に衝撃力 F が作用すると、その作用方向には $\sigma=F/2A$ の応力波同時にその反対向きに $\sigma=-F/2A$ の応力波が伝播してゆく。Donnell(1930)⁹⁾は、同様な結果を図式的に示している。以上の理論の展開からわかるように、棒の中間断面に衝撃を与えた場合の応力波の伝播は、一次元の波動方程式に支配されている。

次に、図6.3に示すように棒の表面に作用する摩擦によって生ずる棒中の応力波伝播について考察する。

$x=x$ と $x=x+dx$ と間の微小区間 dx の棒表面に作用する周面摩擦力 F は、摩擦応力を τ 、棒の周長を U とすれば、次式で与えられる。

$$F = F(x, t) = \tau(x, t) \cdot U \cdot dx \quad (6.33)$$

ここで、 τ は座標 x の負の方向に作用するものを正とする。

方研究における動的支持力評価法では、微小区間 dx に作用する周面摩擦によって生ずる棒中の応力波伝播は、式(6.33)で与えられる摩擦力 F が $x=x$ の中間断面に一樣に作用した場合の応力波伝播に等しいものとする¹⁰⁾。周面摩擦によって生ずる棒中の応力波伝播は、単に縦波だけではなく同時にせん断応力波も生ずる三次元的なものである。しかし、St. Venantの原理¹¹⁾を動的な応力波伝播にも適用できるものとすれば、 $x=x$ の位置から十分離れた位置では、図6.3に示すように $F/2A$ または $-F/2A$ の大きさを持つ縦波として伝播するものと考えてよい。St. Venantの原理の完全な証明は得られていないが、ここで仮定したような周面摩擦による応力波伝播の仮定を用いると、問題を単純化して取扱うことができる。

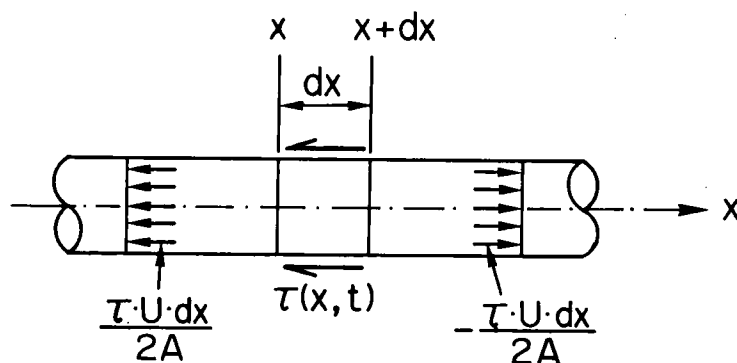


図6.3 周面摩擦による一次元棒中の応力波伝播

6.4 一次元波動理論の動的支持力解析への適用

本節では、一次元波動理論に基づいて、測定応力波形から杭周面摩擦支持力および先端支持力を評価する方法の基礎理論について述べる。

6.4.1 解析モデル（1点ゲージ法）

図6.4は、杭打ちの解析モデルを示したものである。弾性体である杭には周面摩擦力と先端支持力の両者が作用する。打撃前には静止している杭を弾性体であるハンマの自由落下によって打撃するものとする。その際、杭頭に近いある1点での応力の時間的変化（応力波形）を測定することによって、杭支持力を評価する。図6.5は、杭打ちの応力波解析に用いる主な記号を示したものである。杭の寸法と力学定数は、断面積 A 、長さ L 、周長 U 、速度 c 、密度 ρ 、ヤング率 E で示される。ハンマのそれらの量は、それぞれ A_H 、 L_H 、 U_H 、 c_H 、 ρ_H 、 E_H で示される。座標 x は、杭頭を原点とし、杭軸の下方の向きに正とする。 L_s は、杭頭から地表面までの杭長さである。 λ は杭の根入れ長さ($\lambda=L-L_s$)である。その区間に周面摩擦応力 $\tau(x,t)$ と杭先端($x=L$)に先端支持力応力 $\sigma_b(t)$ が作用する。ただし、 τ と σ_b は上向き(x の負の方向)に作用するものを正とする。

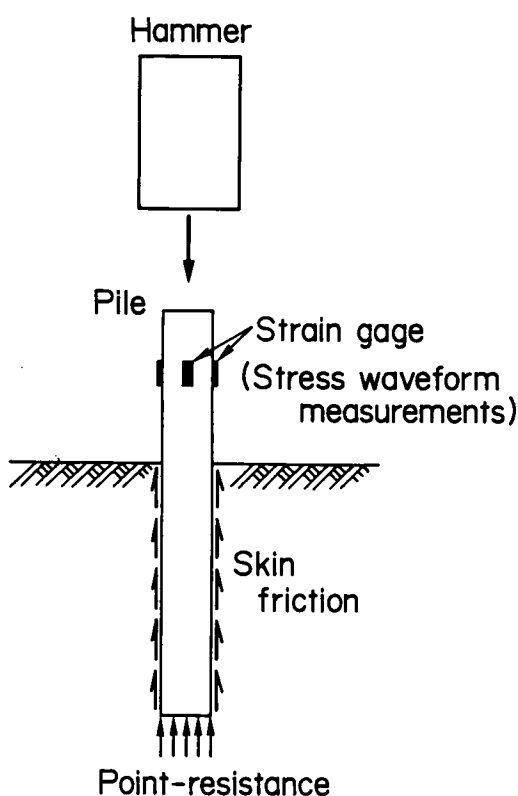


図6.4 杭打ちの解析モデル

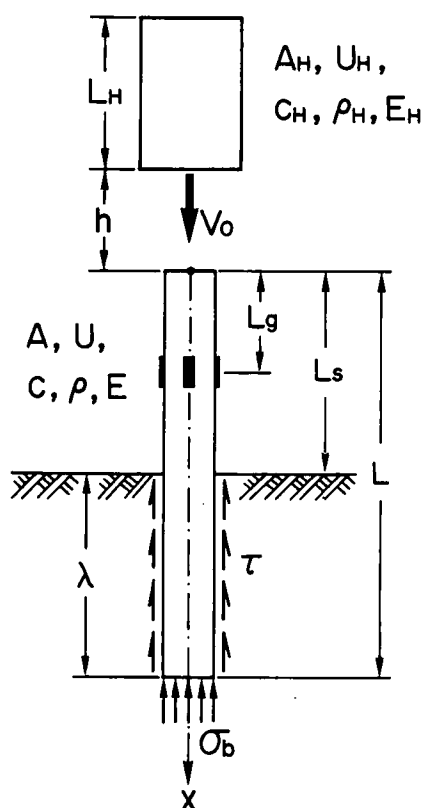


図6.5 杭打ち解析に用いる記号

6.4.2 杭体の応力、粒子速度、変位

以上に述べた解析モデルにおいて、ゲージ点での応力 $\sigma(L_g, t)$ の時間的变化は、重ね合わせの原理により、式(6.32)の結果を重ね合わせて以下のように表わされる。

$$\begin{aligned}\sigma(L_g, t) = & \sigma_f\left(0, t - \frac{L_g}{c}\right) - \frac{U}{2A} \int_0^{L_g-0} \tau\left(x, t - \frac{L_g-x}{c}\right) dx \\ & + \frac{U}{2A} \int_{L_g+0}^L \tau\left(x, t - \frac{x-L_g}{c}\right) dx + \sigma_g\left(L, t - \frac{L-L_g}{c}\right)\end{aligned}\quad (6.34)$$

ここで、 $\sigma_f(0, t)$ は杭頭($x=0$)に発生する進行波(下降波)を表す。また、 $\sigma_g(L, t)$ は、杭先端($x=L$)で発生する後退波(上昇波)を表す。

ゲージ点の粒子速度 $v(L_g, t)$ は式(6.25)と式(6.26)の関係を式(6.34)に用いることにより、次式で表わされる。

$$\begin{aligned}v(L_g, t) = & \frac{1}{\rho c} \left\{ \sigma_f\left(0, t - \frac{L_g}{c}\right) - \frac{U}{2A} \int_0^{L_g-0} \tau\left(x, t - \frac{L_g-x}{c}\right) dx \right. \\ & \left. - \frac{U}{2A} \int_{L_g+0}^L \tau\left(x, t - \frac{x-L_g}{c}\right) dx - \sigma_g\left(L, t - \frac{L-L_g}{c}\right) \right\}\end{aligned}\quad (6.35)$$

変位 $u(L_g, t)$ は、式(6.35)を時間 t で積分することによって求められる。

$$u(L_g, t) = \int_0^t v(L_g, t) dt \quad (6.36)$$

ゲージ点($x=L_g$)より上方にある杭表面に周面摩擦 τ が作用していない場合、式(6.34)と式(6.35)は以下のように表わされる。

$$\begin{aligned}\sigma(L_g, t) = & \sigma_f\left(0, t - \frac{L_g}{c}\right) + \frac{U}{2A} \int_{L_s}^L \tau\left(x, t - \frac{x-L_g}{c}\right) dx \\ & + \sigma_g\left(L, t - \frac{L-L_g}{c}\right)\end{aligned}\quad (6.37)$$

$$\begin{aligned}v(L_g, t) = & \frac{1}{\rho c} \left\{ \sigma_f\left(0, t - \frac{L_g}{c}\right) - \frac{U}{2A} \int_{L_s}^L \tau\left(x, t - \frac{x-L_g}{c}\right) dx \right. \\ & \left. - \sigma_g\left(L, t - \frac{L-L_g}{c}\right) \right\}\end{aligned}\quad (6.38)$$

もし、 $\sigma_f(0, t)$ 、 $\tau(x, t)$ 、 $\sigma_g(L, t)$ がわかっているならば、杭の任意点における応力と粒子速度に及ぼす周面摩擦 τ の影響は、式(6.37)および式(6.38)で与えられる。

6.4.3 ハンマの衝撃による杭頭の打撃応力

図6.6に示すように、ハンマの自由落下によって杭頭およびハンマ端に打撃応力が発生する。ハンマ端に発生した打撃応力はハンマ内を上方へ、また杭頭に発生した応力は杭体内を下方へ伝播してゆく。衝突直前のハンマの落下速度を V_0 、衝突直後の杭頭応力を σ_p 、ハンマ端の応力を σ_H 、衝突直後の杭頭およびハンマ端の速度をそれぞれ v_p と v_H とすると、 σ_p と v_p の関係は、式(6.25)より、次式で与えられる。

$$\sigma_p = \rho c v_p \quad (6.39)$$

σ_H と v_H の関係は、式(6.26)の関係にもともとハンマの落下速度が V_0 であった条件を考慮して、次式で与えられる。

$$\sigma_H = -\rho_H c_H (v_H - V_0) \quad (6.40)$$

ハンマと杭の衝突後のハンマ端と杭頭の力の釣り合いは次式で表される。

$$\sigma_p \cdot A = \sigma_H \cdot A_H \quad (6.41)$$

また、衝突後にはハンマ端と杭頭は、等しい速度を持たなければならない。すなわち、

$$v_p = v_H \quad (6.42)$$

式(6.40)に式(6.39)と式(6.42)の関係($v_H = v_p = v_p / \rho c$)を代入すると、次式が得られる。

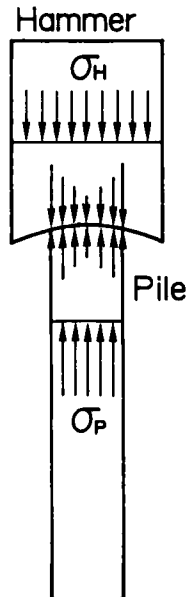


図6.6 ハンマと杭の衝突による打撃応力

$$\frac{\sigma_p}{\rho c} + \frac{\sigma_H}{\rho_H c_H} = V_0 \quad (6.43)$$

さらに、式(6.43)に式(6.41) から得られる関係($\sigma_H = \sigma A / A_H$ または $\sigma = \sigma_H A_H / A$)を代入すると、次式を得る。

$$\sigma_p = \frac{1}{A} \frac{A \rho c A_H \rho_H c_H}{A \rho c + A_H \rho_H c_H} V_0 \quad (6.44)$$

$$\sigma_H = \frac{1}{A_H} \frac{A \rho c A_H \rho_H c_H}{A \rho c + A_H \rho_H c_H} V_0 \quad (6.45)$$

ここで、 $A \rho c = Z$, $A_H \rho_H c_H = Z_H$ とくと、

$$\sigma_p = \frac{Z Z_H}{(Z + Z_H) A} V_0 \quad (6.46)$$

$$\sigma_H = \frac{Z Z_H}{(Z + Z_H) A_H} V_0 \quad (6.47)$$

ハンマの衝突前の落下速度 V_0 は、ハンマが完全な自由落下であればその落下高さを h として次式で与えられる。

$$V_0 = \sqrt{2gh} \quad (6.48)$$

ここで g は重力加速度である。

Z と Z_H は、一般にインピーダンスと呼ばれており、式(6.7) の関係($c = \sqrt{E/\rho}$) があることから、次のように表すことができる。

$$Z = A \rho c = \frac{EA}{c} = A \sqrt{\rho E} = A \sqrt{\frac{\gamma E}{g}} \quad (6.49)$$

$$Z_H = A_H \rho_H c_H = \frac{E_H A_H}{c} = A_H \sqrt{\rho_H E_H} = A_H \sqrt{\frac{\gamma_H E_H}{g}} \quad (6.50)$$

ここで、 γ と γ_H はそれぞれ杭材とハンマ材の単位体積重量である。

式(6.46)と式(6.47)を導くにあたっては、半径方向の応力の変化や粒子速度の変化はないものと仮定している。実際には、図6.6 に示すように断面積が異なるハンマと杭が衝突した場合、ハンマ端面と杭頭端面の応力および速度は一樣とはならず、半径方向に変化している。しかし、これらの打撃応力がハンマおよび杭体中を伝播してゆくとSt. Venant の原理により、衝撃面から離れたところでは、半径方向に一樣な応力 σ_H と σ_p として伝播するものと

して考えてよい。この σ_H と σ_P が端面に一様に分布しているものとして式(6.41)のような端面における力の釣り合い式を用いている。以上のような仮定をハンマと杭の接触面や杭先端面と土との接触面のような断面が変化している境界面における応力波の反射や透過の解析にも用いることにする。

6.4.4 不連続面における応力波の反射と透過

図6.7に示すように、断面の異なる棒Ⅰと棒Ⅱが接触している不連続面に応力波が到達すると応力波の反射と透過が生ずる。棒Ⅰの波速度を c_1 、密度を ρ_1 、ヤング率を E_1 、断面積を A_1 、インピーダンスを Z_1 とする。棒Ⅱのそれらを、 c_2 、 ρ_2 、 E_2 、 A_2 、 Z_2 で表わす。いま、図6.7のように棒Ⅰを伝播する下降波 σ_{f1} が不連続断面に達すると棒Ⅰには反射波 σ_{g1} が生ずると同時に棒Ⅱには透過波 σ_{f2} が発生する。このとき不連続断面における力の釣り合いと速度の連続性は、重ね合わせの原理により次のように表わされる。

$$(\sigma_{f1} + \sigma_{g1})A_1 = \sigma_{f2}A_2 \quad (6.51)$$

$$\frac{(\sigma_{f1} - \sigma_{g1})}{\rho_1 c_1} = \frac{\sigma_{f2}}{\rho_2 c_2} \quad (6.52)$$

式(6.51)と式(6.52)からそれぞれ σ_{f2} と σ_{g1} を σ_{f1} で表すと、次式を得る。

$$\sigma_{g1} = \frac{\rho_2 c_2 A_2 - \rho_1 c_1 A_1}{\rho_1 c_1 A_1 + \rho_2 c_2 A_2} \sigma_{f1} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \sigma_{f1} \quad (6.53)$$

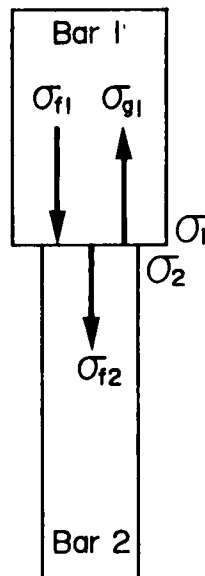


図6.7 不連続面における応力波の反射と透過

$$\sigma_{f2} = \frac{Z_2 C_2 A_2}{\rho_1 C_1 A_1 + \rho_2 C_2 A_2} \frac{A_1}{A_2} \sigma_{f1} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \frac{A_1}{A_2} \sigma_{f1} \quad (6.54)$$

ここで、 α および β を次のように定義する。

$$\alpha = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (6.55)$$

$$\beta = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \frac{A_1}{A_2} \quad (6.56)$$

α と β は、それぞれ応力に関する反射係数および透過係数である。

以上のような応力波の反射と透過は、ハンマと杭頭の接触面、ハンマ上端面および杭先端においても生ずる。ハンマ上端面のような自由端に応力波が到達した場合、 $Z_2=0$ であるため、 α と β は次の値を持つ。

$$\alpha = -1 \quad (6.57)$$

$$\beta = 0 \quad (6.58)$$

ハンマと杭の境界面における応力波の反射と透過

ハンマ内の下降波がハンマと杭頭の接触面に到達したときの反射係数 α_d と透過係数 β_d は、それぞれ次式で与えられる。

$$\alpha_d = \frac{Z - Z_H}{Z + Z_H} \quad (6.59)$$

$$\beta_d = \frac{2Z}{Z + Z_H} \frac{A_H}{A} \quad (6.60)$$

杭中の上昇波に対する反射係数 α_u と透過係数 β_u は、それぞれ次式で与えられる。

$$\alpha_u = \frac{Z_H - Z}{Z + Z_H} \quad (6.61)$$

$$\beta_u = \frac{2Z_H}{Z + Z_H} \frac{A}{A_H} \quad (6.62)$$

杭先端での応力波の反射

図6.8に示すように、杭先端には先端抵抗応力 σ_b が作用する。杭先端に到達する下降応力波を σ_f 、反射波を σ_g とすると、杭先端における力の釣り合いは、次式で与えられる。

$$(\sigma_f + \sigma_g)A = \sigma_b \cdot A \quad (6.63)$$

したがって、杭先端における反射応力波 σ_g は、次式で与えられる。

$$\sigma_g = -(\sigma_f - \sigma_b) \quad (6.64)$$

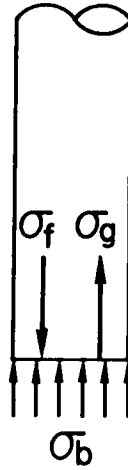


図6.8 杭先端での応力波の反射

6.4.5 ハンマと杭の分離

式(6.55)と式(6.56)で与えられる反射係数 α と透過係数 β は、力の釣り合い〔式(6.51)〕と速度の連続性〔式(6.52)〕から求められた。ハンマと杭頭の間の接触面はもともと結合していないため、引張り力を受けるとハンマと杭は分離することになる。このとき接触面の速度の連続性は成立しなくなる。ハンマと杭が分離するときの応力波の反射と透過は、図6.7を再び参考にして以下のように考えることができる。

応力波 σ_{f1} が接触面に到達する前の棒Ⅰおよび棒Ⅱの端面の応力をそれぞれ σ_1 、 σ_2 といずれも圧縮応力とすると、このときの力の釣り合い式は、次式で表される。

$$\sigma_1 A_1 = \sigma_2 A_2 \quad (6.65)$$

この接触面に引張り応力波 σ_{f1} が到達することによって棒Ⅰと棒Ⅱが分離すれば、棒Ⅰと棒Ⅱのそれぞれの端面の応力は0となる。すなわち、

$$\sigma_1 + \sigma_{f1} + \sigma_{g1} = \sigma_2 + \sigma_{f2} = 0 \quad (6.66)$$

したがって、反射応力波 σ_{g1} と透過応力波 σ_{f2} は、次式で与えられる。

$$\sigma_{g1} = -(\sigma_1 + \sigma_{f1}) \quad (6.67)$$

$$\sigma_{f2} = -\sigma_2 \quad (6.68)$$

6.5 杭打ちの数値解析

杭体の任意点の応力，速度，変位はそれぞれ式(6.34)，式(6.35)，式(6.36)で与えられる。ハンマについても、もともと V_0 の落下速度を持つことを考慮すれば、同様な式で与えられる。ただし、ハンマには周面摩擦は作用しない。

図6.9は、ハンマと杭の衝突によって生ずる応力波の特性曲線を示したものである。ハンマ下端に生じた上昇波 $\sigma_{gH}(t)$ は、時刻 $t=L_H/c_H$ にハンマ上端（自由端）で反射され時刻 $t=2L_H/c_H$ に下降波 $\sigma_{fH}(t)$ としてハンマ下端に到達する。したがって、次の関係が成り立つ。

$$\sigma_{fH}(t) = -\sigma_{gH}\left(t - \frac{2L_H}{c_H}\right) \quad (6.69)$$

$\sigma_{gH}(t)$ は、 $\sigma_{fH}(t)$ の反射波および杭頭($x=0$)に到達する上昇波 $\sigma_g(0,t)$ の透過波の重ね合わせたものである。すなわち、

$$\begin{aligned} \sigma_{gH}(t) &= \sigma_H + \alpha_d \sigma_{fH}(t) + \beta_u \sigma_g(0,t) \\ &= \sigma_H - \alpha_d \sigma_{gH}\left(t - \frac{2L_H}{c_H}\right) + \beta_u \sigma_g(0,t) \end{aligned} \quad (6.70)$$

杭頭における下降波 $\sigma_f(0,t)$ は衝突応力 $\sigma_{fH}(t)$ の透過波、 $\sigma_g(0,t)$ の反射波を重ね合わせたものである。すなわち、

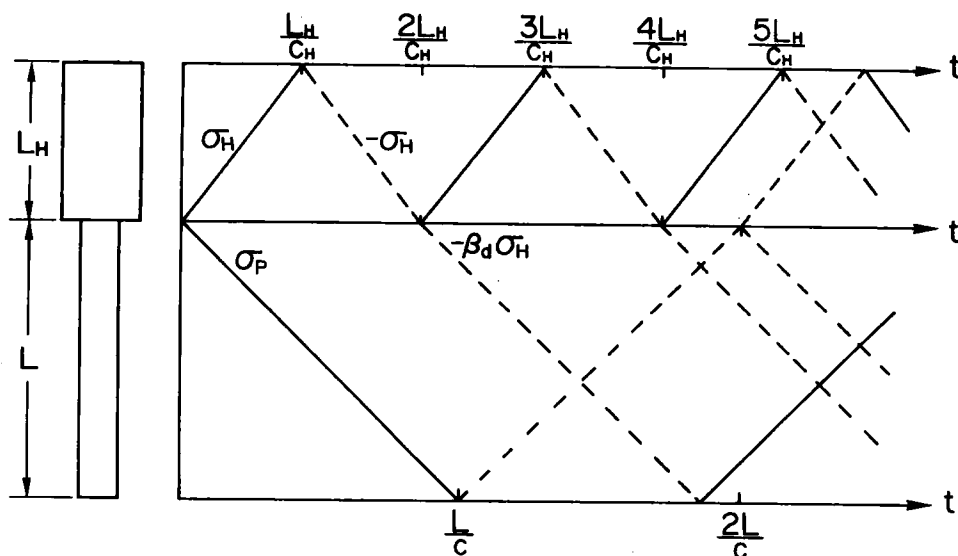


図6.9 ハンマと杭体中の応力波の特性曲線

$$\begin{aligned}
\sigma_f(0,t) &= \sigma_p + \beta_d \sigma_{fH}(t) + \alpha_u \sigma_g(0,t) \\
&= \sigma_p - \beta_d \sigma_{gH} \left(t - \frac{2L_H}{c_H} \right) + \alpha_u \sigma_g(0,t)
\end{aligned} \tag{6.71}$$

杭頭($x=0$) に到達する上昇波 $\sigma_g(0,t)$ は、式(6.34)において $L_g=0$ と置くことにより、次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\sigma_g(0,t) &= \sigma(0,t) - \sigma_f(0,t) \\
&= \frac{U}{2} \int_0^L \tau \left(x, t - \frac{x}{c} \right) dx + \sigma_g \left(L, t - \frac{L}{c} \right)
\end{aligned} \tag{6.72}$$

また、杭先端($x=L$) に到達する下降波 $\sigma_f(L,t)$ は、式(6.34) で $L_g=L$ として、次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\sigma_f(L,t) &= \sigma(L,t) - \sigma_g(L,t) \\
&= \sigma_f \left(0, t - \frac{L}{c} \right) - \frac{U}{2} \int_0^L \tau \left(x, t - \frac{L-x}{c} \right) dx
\end{aligned} \tag{6.73}$$

杭先端における反射応力波 $\sigma_g(L,t)$ は、式(6.64)と式(6.73)より次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\sigma_g(L,t) &= \sigma_b(t) - \sigma_f(L,t) \\
&= \sigma_b(t) + \frac{U}{2} \int_0^L \tau \left(x, t - \frac{L-x}{c} \right) dx - \sigma_f \left(0, t - \frac{L}{c} \right)
\end{aligned} \tag{6.74}$$

式(6.74)の関係を式(6.72)の $\sigma_g(0, t-L/c)$ に用いると

$$\begin{aligned}
\sigma_g(0,t) &= \frac{U}{2} \int_0^L \tau \left(x, t - \frac{x}{c} \right) dx + \sigma_b \left(t - \frac{L}{c} \right) \\
&\quad + \frac{U}{2} \int_0^L \tau \left(x, t - \frac{2L-x}{c} \right) dx - \sigma_f \left(0, t - \frac{2L}{c} \right)
\end{aligned} \tag{6.75}$$

式(6.75)を式(6.71)に代入すると、

$$\sigma_f(0,t) = \sigma_p - \beta_d \sigma_{gH} \left(t - \frac{2L_H}{c_H} \right) + \alpha_u \left\{ \frac{U}{2} \int_0^L \tau \left(x, t - \frac{x}{c} \right) dx + \sigma_b \left(t - \frac{L}{c} \right) \right\}$$

$$+\frac{U}{2}\int_0^L\tau\left(x,t-\frac{2L-x}{c}\right)dx-\sigma_f\left(0,t-\frac{2L}{c}\right) \quad (6.76)$$

式(6.75)において $t=t-L_g/c$ とすると、

$$\begin{aligned} \sigma_f\left(0,t-\frac{L_g}{c}\right) &= \sigma_p - \beta_d \sigma_{gH}\left(t-\frac{L_g}{c}-\frac{2L_H}{c_H}\right) + \alpha_u \left\{ \frac{U}{2} \int_0^L \tau\left(x,t-\frac{2L-x+L_g}{c}\right) \right. \\ &\quad \left. + \sigma_b\left(t-\frac{L+L_g}{c}\right) + \frac{U}{2} \int_0^L \tau\left(x,t-\frac{L_g-x}{c}\right) dx - \sigma_f\left(0,t-\frac{2L+L_g}{c}\right) \right\} \end{aligned} \quad (6.77)$$

式(6.74)において $t=t-(L-L_g)/c$ とすると、

$$\begin{aligned} \sigma_g\left(L,t-\frac{L-L_g}{c}\right) &= \sigma_b\left(t-\frac{L-L_g}{c}\right) + \frac{U}{2} \int_0^L \tau\left(x,t-\frac{2L-L_g-x}{c}\right) dx \\ &\quad + \sigma_f\left(0,t-\frac{2L-L_g}{c}\right) \end{aligned} \quad (6.78)$$

式(6.77)と式(6.78)を式(6.34)および式(6.35)に代入することにより、杭体の任意点の応力および速度の時間変化を計算することができる。

ハンマと杭の衝突の前では、

$$\sigma_{gH}(t) = \sigma_g(0,t) = \sigma_f(0,t) = 0 \quad (6.79)$$

である。衝突の瞬間($t=0$)において、

$$\sigma_{gH}(0) = \sigma_H \quad (6.80)$$

$$\sigma_f(0,t) = \sigma_p \quad (6.81)$$

を与えると、式(6.70)、式(6.75)、式(6.76)を用いて、 $\sigma_{gH}(t)$ 、 $\sigma_g(0,t)$ 、 $\sigma_f(0,t)$ の時間変化を求めることができる。また、式(6.73)の $\sigma_f(L,t)$ を式(6.74)に使用すれば $\sigma_g(L,t)$ がわかる。したがって、 $\tau(x,t)$ と $\sigma_b(t)$ の時間変化がわかれば、式(6.34)と式(6.35)によって、杭体の任意の点の応力と速度の時間変化を計算することができる。ただし、ハンマと杭が分離すれば、再び $\sigma_H = \sigma_p = 0$ である。

本研究においては、図6.10に示すように、杭を長さ Δx の要素に分割し、 Δx の長さの杭表面に作用する周面摩擦力 F_i をその節点に作用する集中力に置換えて計算を行う。また、 $\tau(x,t)$ および $\sigma_b(t)$ は、杭の変位のみ関数であるとする。すなわち、式(6.36)によって求

まる $u(x,t)$ によって、 $\tau(x,t)$ および $\sigma_b(t)$ が決まる。

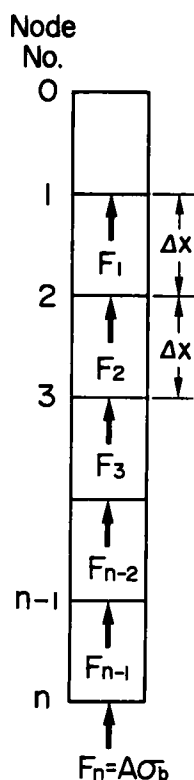


図 6.10 数値計算における杭の分割

6.6 結 語

本章では、一次元弾性波理論、周面摩擦が作用する杭体中の応力波伝播を近似的に一次元波動伝播として取り扱う方法、ならびに杭打ちの応力波解析に必要となる応力波の反射と透過の取り扱いについて述べた。次章では、摩擦杭における一次元波動理論の適用性を実験的に検証する。

参考文献

- 1) Timoshenko, S. and Goodier, J.M.(1951): Theory of Elasticity, McGraw-Hill, Second Edition, p.438.
- 2) de Juhasz, K.J.(1942): "Graphical Analyses of Impact of Elastic Bars," J. Applied Mechanics, 9, pp.A122-A128.
- 3) Fischer, H.C.(1960): "Theory and Application of Longitudinal Impact Part I: Elastic Longitudinal Impact with Some Reference to Rock Drilling," Tryckluft (Atlas Copco, Stockholm), 16, pp.4-20.
- 4) Fischer, H.C.(1962): "Theory and Application of Longitudinal Impact Part II: Pile Driving and Other Cases of Frictional Resistance," Tryckluft (Atlas Copco, stockholm), 17, pp.4-24.
- 5) 偏微分方程式と複素関数論 (Kreyszig 著, 田島一郎・近藤次郎訳)、培風館、pp.14-15, 1970.
- 6) 同上, pp.90-91.
- 7) Hansen, B. and Denver, H.(1980): "Wave Equation Analysis of a Pile - An Analytic Model," Proc. Int. Seminar on the Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.3-22.
- 8) van Koten, H., Middendorp, P. and van Brederode, P.J.(1980): "An Analysis of Dissipative Wave Propagation in a Pile," Proc. Int. Seminar on the Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.23-40.
- 9) Donnell, L.H.(1930): "Longitudinal Wave Transmission and Impact," Trans. ASME, APM-52-14, pp.153-167.
- 10) Nishida, Y., Matsumoto, T., Fujino, T. and Sekiguchi, H.(1985): "Characterization of Skin Friction at the Pile-Soil Interface by Inverse Analysis of Stress Waves," Proc. 5th Int. Conf. Numerical Methods in Geomechanics, Nagoya, Vol.1, pp.437-444.
- 11) Timoshenko, S. and Goodier, J. M.(1951): Theory of Elasticity, McGraw-hill, Second Edition, p.33.

第7章 周面摩擦で支持される杭中の応力波伝播に関する基礎実験

7.1 緒言

本章では、前章で述べた一次元波動理論を杭打ちの応力波解析に適用することの妥当性を実験的に検証する。

7.2 実験装置

7.2.1 モデル杭打ち装置

図7.1に示す実験装置を用いて、杭が周面摩擦力のみで支持されているのと同じ状態と考えられるモデル杭打ち実験を行った。ハンマには丸鋼棒、杭には1辺1.6cmの角鋼材を用いた。杭の向い合う2面を両側から摩擦材（角鋼材）で挟むことによって、杭を周面摩擦のみで支持する状態とした。摩擦材と杭の締め付けには、図7.2に示すようにネジの締め付け力を利用した。摩擦材は、2本のロッド（鋼管）によって支持されている。表7.1にハンマ、杭、摩擦材、ロッド寸法および力学的定数を示す。表7.1において摩擦材とロッドの断面積、インピーダンスは、それぞれ2本合わせた値を示している。

杭には応力波形を測定するため、杭頭から25cmおよび60cmの杭表面にひずみゲージを貼り付けた。ロッドには、頭部から10cmの位置にひずみゲージを貼り付け、応力波形を測定した。ひずみゲージには、半導体ひずみゲージを用いて、図7.3および図7.4に示すよう

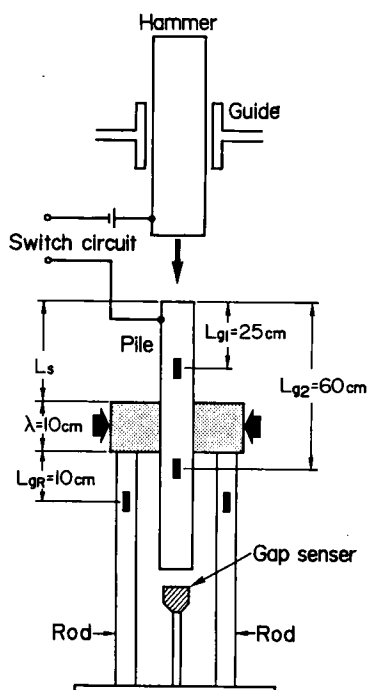


図7.1 モデル杭打ち装置

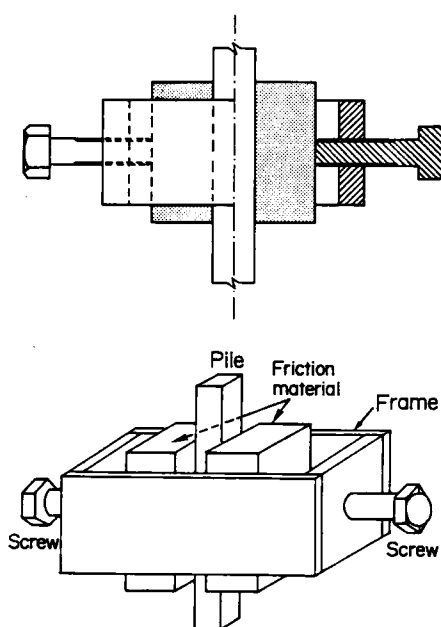


図7.2 摩擦材と杭

表 7.1 ハンマ、杭、摩擦材、ロッドの諸元

	Hammer	Pile	Rod	Friction material
Sectional area (cm^2)	7.07 (A_H)	2.54 (A)	2.68 (A_R)	32.00 (A_F)
Length (cm)	97.00 (L_H)	100.00 (L)	64.00 (L_R)	10.00 (λ)
Mass density (g/cm^3)	7.78 (ρ_H)	7.80 (ρ)	7.88 (ρ_R)	7.80 (ρ_F)
Wave velocity (m/sec)	5250 (c_H)	4980 (c)	5030 (c_R)	5000 (c_F)
Young's modulus (kgf/cm^2)	2.19×10^6 (E_H)	1.97×10^6 (E)	1.99×10^6 (E_R)	2.10×10^6 (E_F)
Impedance ($\text{kgf} \cdot \text{sec/cm}$)	29.49 (Z_H)	10.05 (Z)	10.61 (Z_R)	134.40 (Z_F)

なホイットストン・ブリッジ回路を組み、曲げ応力の影響を打ち消すために杭およびロッドの対称な位置にゲージを貼り付けた。

ハンマと杭の接触・分離時刻を測定するために、図7.5に示すようなハンマと杭を介したスイッチ回路を設置した。このスイッチ回路はIC(NAND IC)を導入することにより、ハンマと杭が接触すると5V、分離しているときには0Vの電圧を出力するようになっている。さらに、杭先端の変位-時間関係を測定するためのギャップセンサを設置した(図7.1)。

以上に述べた実験装置は、摩擦材として鋼材を用いていること、摩擦が杭中間の一部にしか作用していないこと、摩擦材の横方向の寸法が実際の地盤に比べてはるかに小さいことなど幾つかの点で実際の杭打ちとは異なっている。しかし、周面摩擦による杭体中の応力伝播を調べる本実験の目的に対しては、本実験装置は十分合致するものである。また、摩擦材およびロッドは杭打ちにおける地盤に相当するものと考えられるため、本実験装置を用いることにより、杭打ちにおけるハンマ、杭、地盤の動的相互作用を単純化した形で捉えることができる。

7.2.2 静的載荷試験装置

図7.6は、杭の静的載荷試験装置を示したものである。杭、摩擦材、スタンドパイプを載荷フレームにセットした後、スクリュージャッキを用いて変位制御による杭の載荷試験を行うことができる。その際、杭頭の載荷力をロードセルによって、また杭頭変位をダイヤルゲージによって測定する。

7.2.3 データ測定・処理システム

図7.7は、各種データの測定・処理回路を示したものである。ひずみゲージ、スイッチ回路およびギャップセンサからの出力電圧は、アンプを介さずに直接にトランジェント・コンバータまたはディジタル・オシロスコープにディジタルデータとして記憶される。トランジェント・コンバータとディジタル・オシロスコープには測定データのモニターのためのブラウン管画面が装着されている。トランジェント・コンバータとディジタル・オシロスコープ

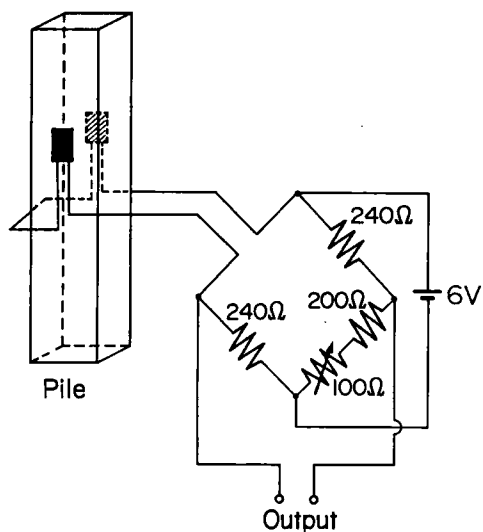


図7.3 杭応力測定のためのひずみゲージ回路

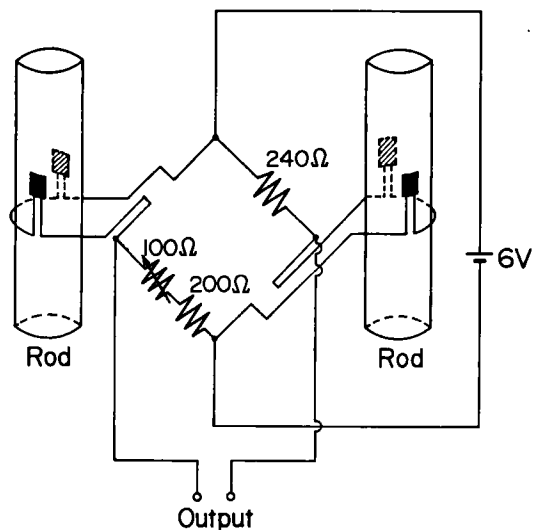


図7.4 ロッド応力測定のためのひずみゲージ回路

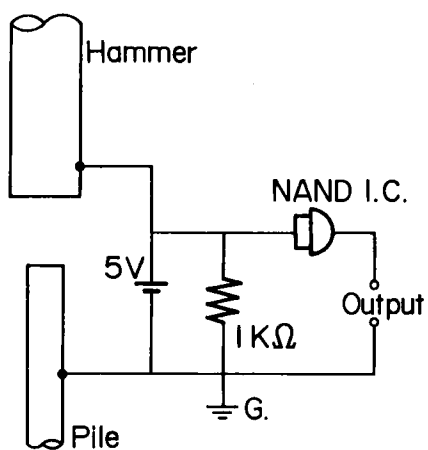


図7.5 ハンマと杭の接触・分離を測定するスイッチ回路

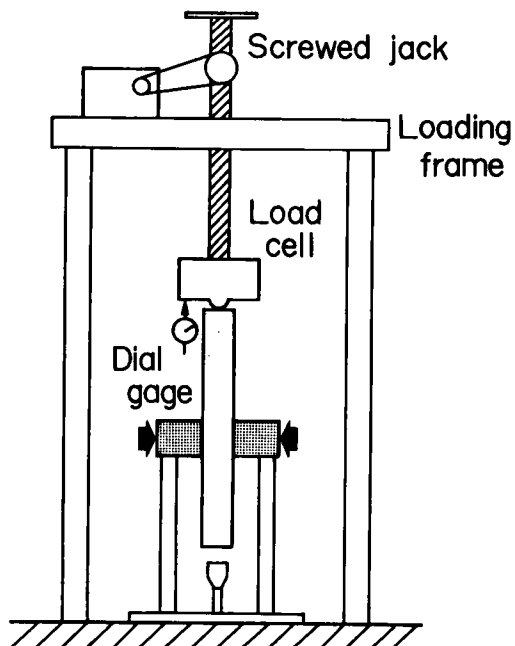


図7.6 静的载荷試験装置

には、A/D コンバータと D/A コンバータが内蔵されている。記憶されたデータは、アナログデータとしてマイクロ・コンピュータに転送される。マイクロコンピュータには A/D コンバータが内蔵されており、データはデジタルデータとして処理され、応力、変位、ハンマと杭の接触・分離の時間的变化が計算される。

動的ひずみや変位の測定に前置アンプを用いると、得られたデータが真のデータと大きく異なることが報告されている¹⁾。動的ひずみや動的変位の測定に前置アンプを用いない本システムでは、信頼性の高いデータが得られるものである。

トランジェント・コンバータ、デジタル・オシロスコープ、A/D コンバータ（マイクロコンピュータ内蔵）、ひずみゲージ、ギャップセンサの主要な性能、諸元は、以下の通りである。

○トランジェント・コンバータ

測定チャンネル数 : 2 チャンネル
サンプリングタイム : 最小 $0.5\mu\text{sec}/\text{word}$ (各チャンネル毎)
記憶容量 : 2048 words / 1 チャンネル
分解能 : $\pm 50\text{mV}/11\text{ bit}$
出力電圧 : $\pm 2.5\text{V}/\text{Full scale}$

○デジタル・オシロスコープ

測定チャンネル数 : 2 チャンネル
サンプリングタイム : 最小 $1\mu\text{sec}/\text{word}$ (各チャンネル毎)
記憶容量 : 1024 words / 1 チャンネル
分解能 : $\pm 4\text{mV}/10\text{ bit}$
出力電圧 : $\pm 0.4\text{V}/\text{Full scale}$

○A/D コンバータ (マイクロ・コンピュータ内蔵)

測定チャンネル数 : 2 チャンネル
分解能 : $\pm 2.5\text{V}/11\text{ bit}$

○ひずみゲージ

ゲージ率 : $-95\pm 3\%$
抵抗 : $124.7\pm 2\%$
ゲージ長 : 2mm
許容最大ひずみ : $\pm 3000\mu$

○ギャップセンサ

測定範囲	: 0~16mm
分解能	: 5×10^{-3} mm
直線性	: 1%
周波数特性	: DC ~20kHz
出力電圧	: 5V/Full scale

静的载荷試験におけるロードセルとダイヤルゲージからの出力電圧は、直流アンプを介して増幅した後マイクロコンピュータに送られて処理される。

マイクロ・コンピュータで処理された動的および静的な種々のデータは、マイクロ・コンピュータのモニター画面に即座に表示される。また、それらをプリンタやX-Yプロッタに出力することができ、さらにカセットテープやフロッピー・ディスクに保存することができる。

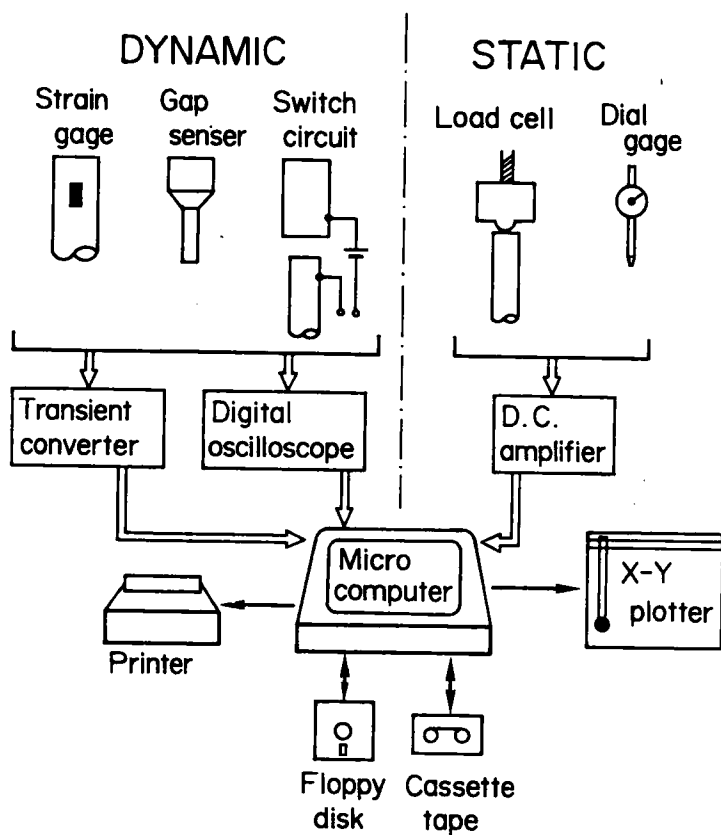


図7.7 データ測定・処理システム

7.3 実験方法

用いた実験の手順は、以下の通りである。

まず、静的な周面摩擦応力 τ_s を測定するため、図7.6に示した載荷装置を用いて、杭の静的載荷試験を行う。載荷速度は、0.5mm/minとした。このとき、静的周面摩擦 τ_s は、摩擦材と杭の接触長 λ に沿って一様に分布するものと仮定し、 P_t を杭頭の載荷重として次式を用いて求めた。

$$\begin{aligned}\tau_s &= P_t / (\text{摩擦面積}) = P_t / 2 (\text{杭の辺長} \times \lambda) \\ &= P_t / (2 \times 1.594 \times 10.0)\end{aligned}\quad (7.1)$$

次に、図7.1に示した打撃装置を用いて、ハンマの自由落下による杭の打撃試験を行う。このとき、ハンマの落下高さ h 、杭頭から摩擦材上端面までの距離 L_s 、一打当りの杭の貫入量 S を測定する。杭打ち中の動的挙動の測定は、杭体応力（2箇所）、スタンドパイプの応力、杭先端の変位の計5項目から3項目づつを選んで測定を行う。動的測定チャンネルは計4チャンネルあるが、トランジェント・コンバータとデジタルオシロスコープの測定項目開始時刻を両者で記録した。そのため、一度に3項目までの測定が可能である。

以上のような一連の実験を摩擦材の締め付け力を変えて、すなわち τ_s を変えて、2シリーズ(Test AとTest B)を行った。ただし、摩擦材の締め付けは、図7.2に示したようにネジの締め付けで行っているため、締め付け力そのものの測定は行っていない。

7.4 静的載荷試験結果

図7.8は、Test Aの静的載荷試験結果における杭頭荷重 P_t と杭頭変位 S_t の関係を示したものである。杭頭変位 $S_t = 0.07\text{cm}$ において載荷重 P_t が最大値(=409kgf)に達するまでは、杭頭変位 S_t はほぼ P_t に比例して増加している。 P_t が最大値に達した後は、 P_t が杭変位 S_t の増加とともに若干減少し、 $S_t = 0.1\text{cm}$ 以上では、一定値(383kgf)となる。最大静的摩擦 $(\tau_s)_{\max}$ は、式(7.1)より

$$(\tau_s)_{\max} = 12.83 \text{ kgf/cm}^2 \quad (\text{Test A}) \quad (7.2)$$

と求められる。

図7.9は、Test Bにおける試験結果である。最大荷重 P_t は301kgf、最大静的周面摩擦 $(\tau_s)_{\max}$ は以下の通りの値となっている。

$$(\tau_s)_{\max} = 9.44 \text{ kgf/cm}^2 \quad (\text{Test B}) \quad (7.3)$$

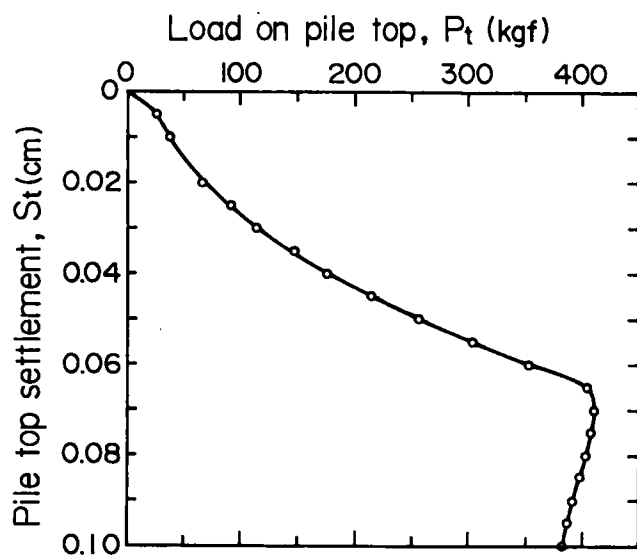


図7.8 Test Aにおける静的載荷試験結果

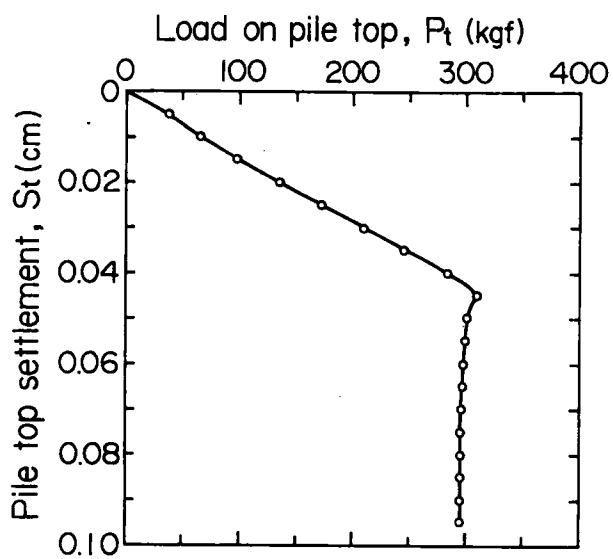


図7.9 Test Bにおける静的載荷試験結果

7.5 応力波形の解析法

ここでは、6.4で述べた杭打ちにおける一次元波動理論と特性曲面を用いた応力波形の解析法について説明する。

7.5.1 測定応力波形の例

図7.10 は、静的載荷試験(Test A)の後に行った打撃試験において測定した杭体の応力波形の1例を示したものである。応力の測定は、杭頭から25cmの位置($x=L_{g1}=25\text{cm}$)で行っている。この打撃試験において、ハンマの落下高さは10cm、杭頭から摩擦材上端面までの距離 L_s は46.3cm、摩擦長 λ は10cmである。ゲージ点の応力は時刻 $t=t_1=0.05\text{msec}$ に立ち上がり始めている。この時刻は、時刻 $t=0$ にハンマの衝突によって生じた杭頭の打撃応力 σ_p がゲージ点($x=L_{g1}=25\text{cm}$)に到達する時刻に等しい。すなわち、

$$t_1 = \frac{L_{g1}}{c_H} = \frac{0.25}{4980} = 0.0502 \text{ msec} \quad (7.3)$$

その後、ゲージ点の応力は、わずかな立ち上がり時間である値に達し、 $t=t_2$ までその一定値のままである。この間の応力は 412kgf/cm^2 であり、式(6.46)と式(6.48)において $h=10\text{cm}$ として求められる値とほぼ一致している。

$$\sigma_p = \frac{ZZ_H}{(Z+Z_H)} V_0 = \frac{ZZ_H}{(Z+Z_H)A} \sqrt{2gh} = 413.1 \text{ (kgf/cm}^2\text{)} \quad (7.5)$$

式(7.5)の σ_p に実測応力 412.9kgf/cm^2 を代入すると、有効落下高さ $h'=9.99\text{cm}$ が得られる。

時刻 $t=t_2$ になると応力は再び増加し始め、この増加は $t=t_3$ で終了し、その後ゲージ点の応力は一定となる。このような応力変化をもう一度繰り返した後、時刻 $t=t_4$ で応力は急激に減少する。そして、時刻 $t=t_5$ に再度急激に減少する。

以上のようなゲージ点の応力の時間的変化は、ハンマの落下高さに関わらずほぼ同様である。ただし、図7.11に示すように、 t_1 , t_4 , t_5 の値は同じであるが、ハンマの落下高さが大きくなると応力は大きくなっている。図7.11には、ハンマと杭の分離時刻の実測値も合わせて示している。実測によれば、ハンマと杭は、 $t=t_s=0.42\text{msec}$ に分離している。

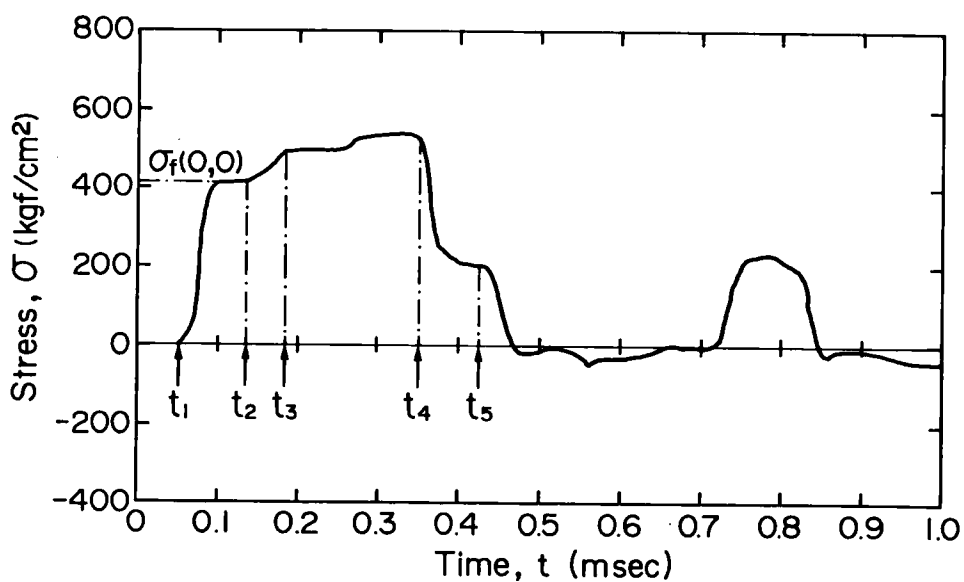


図 7.10 ゲージ 1 における測定応力波形例 ($h=10 \text{ cm}$)

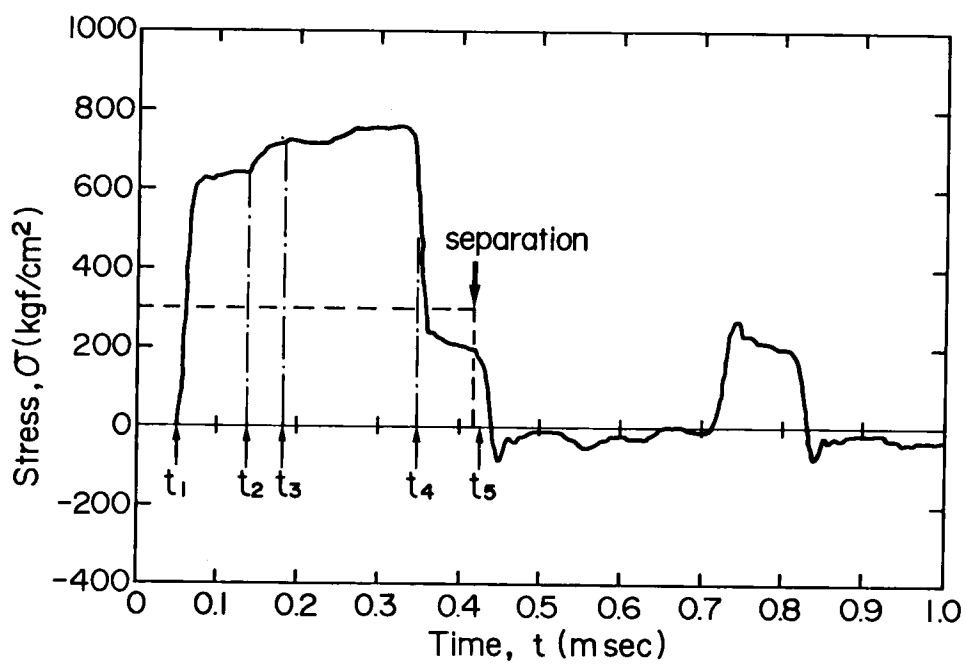


図 7.11 ゲージ 1 における測定応力波形例 ($h=30 \text{ cm}$)

7.5.2 周面摩擦の動員モデル

鋼材と砂との境界摩擦の動員特性は、図7.12に示すような弾・塑性モデルではほぼ近似することができる^{2)~5)}。図7.12に示す周面摩擦の動員モデルは、Smithの方法⁶⁾⁷⁾などこれまでの応力波解析法⁸⁾⁹⁾で用いられている。本研究においても、杭周面摩擦の動員特性として、図7.12に示す弾・塑性モデルを仮定する。図7.12において、 u は杭の変位、 τ_{\max} は最大摩擦応力、 q は最大摩擦応力が発揮されているのに最小限必要な杭変位置量、 k は次式で与えられる境界面の剛性である。

$$k = \tau_{\max} / q \quad (7.6)$$

k の値が大きくなると、すなわち q の値が小さくなると、図7.12の弾・塑性モデルは図7.13の剛塑性モデルとなる。剛塑性モデルでは、微小な杭変位によって最大周面摩擦応力 τ_{\max} が発揮される。

鋼材間の最大周面摩擦は、両者間の微小な相対変位によって発揮されているものと仮定し、基礎実験における応力波形の解析には、図7.13に示す剛塑性モデルを用いることにする。

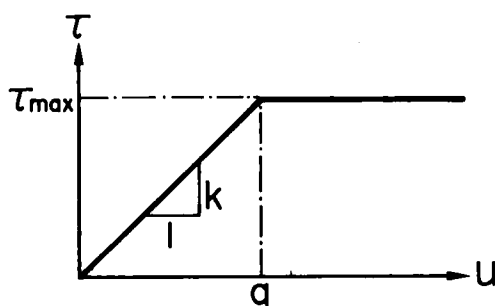


図 7.12 周面摩擦の動員モデル（弾・塑性モデル）

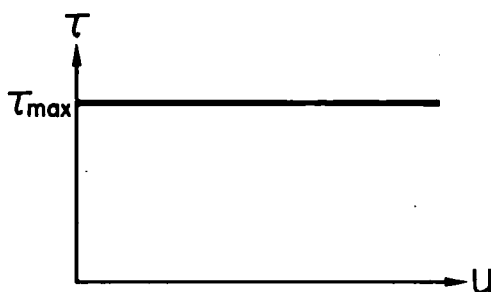


図 7.13 周面摩擦の動員モデル（剛・塑性モデル）

7.5.3 特性曲線を用いた杭の応力波形解析法

図7.14(a) は、杭およびハンマ内の応力波の特性曲線を示したものである。この特性曲線と6.4で述べた杭打ちにおける一次元波動理論によって、杭の任意点の応力の時間的変化を計算することができる。具体的な応力波形の計算例は、以下の通りである。

計算例

ハンマと杭の寸法と力学的定数は、表7.1に示している。計算条件は、以下の通りである。

- ハンマの落下高さ : $h=10.0\text{cm}$
- ハンマの衝突度 : $V_0=\sqrt{2gh}=140.0\text{cm/sec}$
- 杭頭から摩擦上端面までの距離 : $L_s=46.3\text{cm}$
- 摩擦長 : $\lambda=10.0\text{cm}$
- 最大周面摩擦応力 : $\tau_{\max}=12.83\text{kgf/cm}^2$

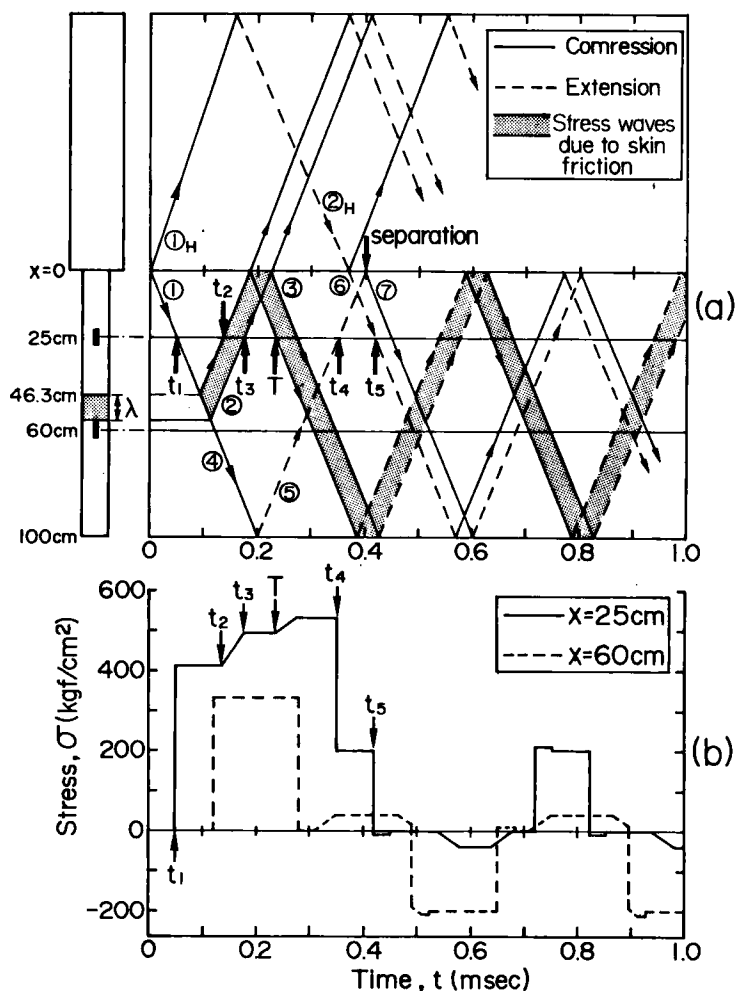


図 7.14 ハンマと杭体内の応力波の特性曲線と杭の応力波形

全周面摩擦力 $: F_{total}=409\text{kgf}$

ここで、最大周面摩擦 τ_{max} の値は、図7.8に示した静的載荷試験 (Test A) で求めたものである。

ハンマと杭の接触面における応力の反射係数 α と透過係数 β は、式 (6.59) から式 (6.62) より、

$$\text{下降波に対して} \quad \alpha_d = \frac{Z-Z_H}{Z+Z_H} = -0.492, \quad \beta_d = \frac{2Z}{Z-Z_H} \frac{A_H}{A} = 1.415$$

$$\text{上昇波に対して} \quad \alpha_u = -\alpha_d = 0.492, \quad \beta_u = \frac{2Z_H}{Z+Z_H} \frac{A}{A_H} = 0.536$$

ハンマの打撃によって、杭頭に生ずる応力波①とハンマ下端に生ずる応力波①_Hは、それぞれ式 (6.46) と式 (6.47) より、

$$\text{応力波①} = \frac{ZZ_H}{(Z+Z_H)A_H} V_o = 2.951 V_o = 413.14 \text{ (kgf/cm}^2\text{)}$$

$$\text{応力波①}_H = \frac{ZZ_H}{(Z+Z_H)A_H} V_o = 1.060 V_o = 148.40 \text{ (kgf/cm}^2\text{)}$$

応力波①は、杭体を下方に伝播してゆき、

$$t = t_1 = \frac{L_{g1}}{c} = \frac{0.25}{4980} = 0.050 \text{ msec}$$

に第1ゲージ点 ($x=L_{g1}=25\text{cm}$) に到達する。応力波①は、さらに下方に伝播し、 $t=L_s/c=0.093\text{msec}$ に摩擦材上端面の位置 ($x=L_s$) に到達する。これにより周面摩擦が発揮され、図6.3に示すような応力波の伝播が生じ、杭上方に圧縮波が伝播してゆく。したがって、

$$t = t_2 = \frac{2L_s - L_{g1}}{c} = 0.136 \text{ msec} \quad (7.7)$$

以降では、第1ゲージ点 ($x=L_{g1}$) の応力は周面摩擦の影響によって増加し始める。応力波①は、 $t=(L_s+\lambda)/c=0.113\text{msec}$ に摩擦材下端面の位置 ($x=L_s+\lambda$) に到達する。したがって、第1ゲージ点の応力の増加は、

$$t = t_3 = \frac{2(L_s+\lambda) - L_{g1}}{c} \quad (7.8)$$

まで続く。その後ゲージ点の応力は、杭頭での反射波が到達するまで一定の値を持つ。
ゲージ点の応力が打撃応力波と周面摩擦による応力波の影響しか受けない時刻まで（図7.14 の場合、 $t=T$ まで）のゲージ点の応力は、式(6.37) より次のように与えられる。式(6.37)において $\sigma_f(0,t)$ は、 $t=T$ までは打撃応力波 $\sigma_f(0,0)$ のまま一定であり、また $\sigma_g(L,t)=0$ である。

$$\sigma(L_{g1},t) = \sigma_f(0,0) + \frac{U}{2A} \int_{L_{g1}}^x \tau \left(x, t - \frac{x-L_{g1}}{c} \right) dx \quad (7.9)$$

周面摩擦が剛塑性型であれば、 $x=x$ における周面摩擦 τ は打撃応力波がその点に到達する時刻 $t=x/c$ 以前では0、 $t=x/c$ 以降では τ_{\max} となる。すなわち、

$$\tau \left(x, t - \frac{x-L_{g1}}{c} \right) = \begin{cases} 0 & \text{for } t - \frac{x-L_{g1}}{c} < \frac{x}{c} \\ \tau_{\max}(x) & \text{for } t - \frac{x-L_{g1}}{c} \geq \frac{x}{c} \end{cases} \quad (7.10)$$

したがって、式(7.9)は式(7.10)の關係を用いて次のように書き換えられる。

$$\sigma(L_{g1},t) = \sigma_f(0,0) + \frac{U}{2A} \int_{L_{g1}}^{(ct+L_{g1})/2} \tau_{\max}(x) dx \quad (7.11)$$

式(7.11)を時刻 t で微分すると、次式が得られる。

$$\frac{\partial \sigma(L_{g1},t)}{\partial t} = \frac{U}{2A} \tau_{\max}(x) \quad \left(x = \frac{ct+L_{g1}}{2} \right) \quad (7.12)$$

式(7.12)の關係を用いることにより、測定応力波形から最大周面摩擦応力 $\tau_{\max}(x)$ の分布を求めることができる。

いまの計算例では、 $\tau_{\max}(x)$ は λ の区間に一様に分布するとしている。したがって、式(7.12)からわかるように、 $t=t_2$ から t_3 までのゲージ点の応力は直線的に増加する。また、この間の応力増加量 $\Delta\sigma$ は、次式で与えられる。

$$\Delta\sigma = \sigma(L_{g1},t_3) - \sigma(L_{g2},t_2) = \frac{U \cdot \lambda}{2A} \tau_{\max} = \frac{F_{\text{total}}}{2A} \quad (7.13)$$

さらに、 τ_{\max} は、式(7.11)より

$$\tau_{\max} = \frac{2A \{ \sigma(L_{g1}, t_3) - \sigma(L_{g1}, t_2) \}}{U \cdot \lambda} \quad (7.14)$$

本計算例では、 $F=409\text{kgf}$ であるので、応力波②の大きさは、次のようになる。

$$\text{応力波②} = 409/2A = 80.51 \text{ (kgf/cm}^2\text{)}$$

ハンマ上端面と杭先端が自由端($\alpha=-1$)であることから、各応力波の値は、以下のようになる。

$$\text{応力波②}_H = -①_H = -148.40 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波③} = -\alpha_u \times ② = 39.61 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波④} = ① - ② = 332.63 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波⑤} = -④ = -332.63 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波⑥} = -\beta_d \times ②_H = -209.99 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

応力波②_Hがハンマと杭頭の接触面に到達した直後($t=2L_H/c_H$)の杭頭の応力 $\sigma(0, 2L_H/c_H)$ は、応力の重ね合わせにより、

$$\sigma(0, 2L_H/c_H) = ① + ② + ③ + ⑥ = 323.27 \text{ (kgf/cm}^2\text{)}$$

である。時刻 $t=2L/c=0.402\text{msec}$ には、応力波⑤が接触面に到達する。応力波⑤は、大きな値を持つ引張波であるため、 $t=2L/c$ においてハンマと杭は分離する。このとき、式(6.67)より応力波⑦の大きさは、次のようになる。

$$\text{応力波⑦} = -\{ \sigma(0, 2L_H/c_H) + ⑤ \} = -(323.27 - 332.63) = 9.36 \text{ kgf/cm}^2$$

理論的なハンマと杭の分離時刻 $t=t_s=2L/c=0.402\text{msec}$ は、図7.11に示した実測結果($t_s \approx 0.42\text{msec}$)とはほぼ一致している。ハンマと杭が分離した後は、杭頭も自由端となり、各応力波は杭頭と杭先端で反射されながら杭中を往復する。各応力波を重ね合わせると図7.14(b)の実線で示すような応力波形が得られる。第2ゲージ点($x=L_{g2}=60\text{cm}$)の応力波形も同様にして点線で示したようになる。

7.5.4 特性曲線を用いたロッドの応力波解析法

前項(7.5.3)で述べたように、杭体中には周面摩擦による応力波が生ずるが、同時に摩擦材とロッド内にも周面摩擦による応力波が伝播する。ただし、摩擦材に対して周面摩擦は、図7.15に示すように下向きに作用する。周面摩擦による摩擦材中の応力波伝播も、図6.3に示したように、一次元波動として取扱うことにする。

図7.16(a)は、摩擦材の長さ Δx の区間に作用する周面摩擦力 F による摩擦材およびロ

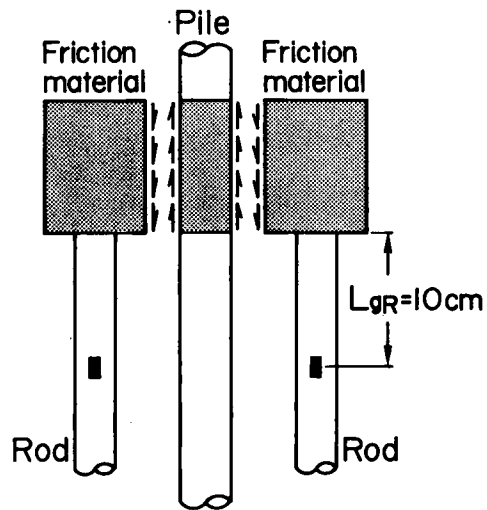


図 7.15 摩擦材に作用する周面摩擦

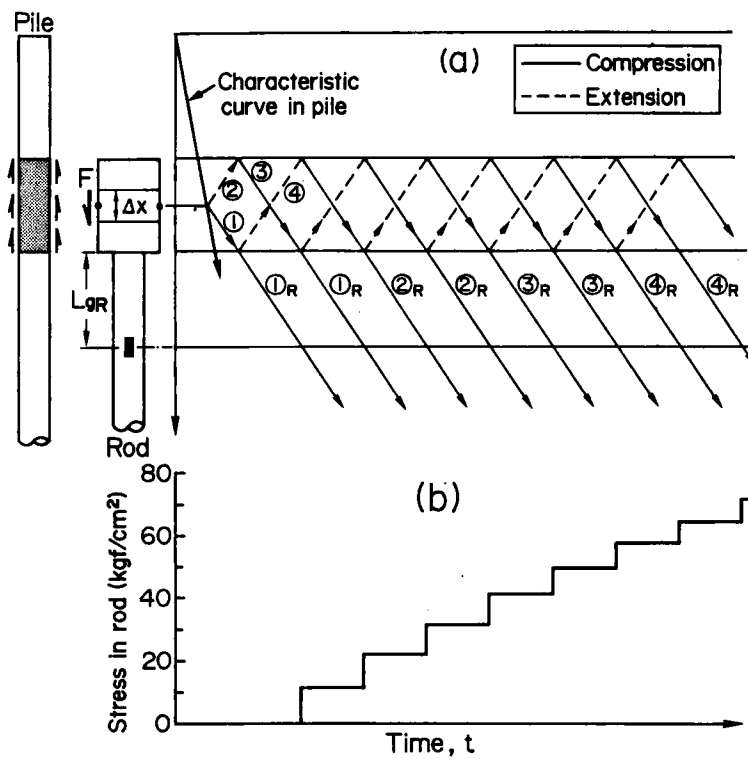


図 7.16 摩擦材とロッド内の応力波の特性曲線とロッドの応力波形

ッド内の応力波の特性曲線を示したものである。周面摩擦力 F の作用位置 x を $x=\xi$ とすると、 F は、打撃応力波（下降波）がその点に到達する時刻 $t=\xi/c$ に発揮される。そして、摩擦材のその位置の上方には $-F/2A_F$ の引張波が、下方には $F/2A_F$ の圧縮波が伝播してゆく。摩擦材中を伝播する応力波は、その上端面（自由端）で反射され、また下端面とロッド頭部の接触面では反射とロッドへの応力波の透過が生ずる。ロッドの応力波形の計算例は、以下の通りである。

計算例

計算条件は、7. 5. 3と同様とする。また、ここでは簡単のため全周面摩擦力 F_{total} が摩擦長の間接に集中的に作用するものとする。すなわち、

$$F = F_{total} = 409 \text{ kgf}$$

摩擦材中の下降波が摩擦材とロッドの接触面に到達したときの反射係数 α_d と透過係数 β_d は、それぞれ式(6.59)と式(6.60)により次の値となる。

$$\alpha_d = \frac{Z_R - Z_F}{Z_F + Z_R} = 0.854, \quad \beta_d = \frac{2Z_R}{Z_F + Z_R} \frac{A_F}{A_R} = 1.747$$

各応力波の大きさは、以下のようになる。

$$\text{応力波①} = F/2A_F = 409/(2 \times 32.0) = 6.39 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波②} = F/2A_F = -6.39 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波③} = -\text{②} = \text{①} = 6.39 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波④} = \sigma_d \times \text{①} = -5.457 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波①}_R = \beta_d \times \text{①} = 11.163 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波②}_R = \beta_d \times \alpha_d \times \text{①} = 9.534 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波③}_R = \beta_d \times \alpha_d^2 \times \text{①} = 8.142 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波④}_R = \beta_d \times \alpha_d^3 \times \text{①} = 6.954 \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

$$\text{応力波⑤}_R = \beta_d \times \alpha_d^{n-1} \times \text{①} \quad (\text{kgf/cm}^2)$$

以上の応力波を重ね合わせると、図 7.16(b) のようなロッドのゲージ点の応力が得られる。

7.6 打撃試験結果

(1) 打撃試験 (A シリーズ)

杭の応力波形

図7.17 は、静的載荷試験(Test A)の後に行った打撃試験において測定した杭の第1ゲージ点($L_{g1}=25\text{cm}$)の応力波形である。この打撃試験におけるハンマの落下高さ h は10cm、杭頭から摩擦材上端面までの距離 L_s は46.3cmである。この打撃試験においては、杭の応力波形を2箇所とロッドの応力波形の測定を行った。本試験における動的周面摩擦 τ_d の大きさは、式(7.14)を用いて、時刻 $t=t_2$ と $t=t_3$ の応力より次のように求まる。

$$\begin{aligned}\tau_d &= \frac{2A}{U \cdot \lambda} \{ \sigma(L_{g1}, t_3) - \sigma(L_{g1}, t_2) \} \\ &= \frac{2 \times 2.54}{31.87} \times (501 - 413) = 14.0 \text{ (kgf/cm}^2\text{)}\end{aligned}$$

図7.17 の測定応力波形では、時刻 $t=t_2$ から $t=t_3$ までほぼ直線的に増加している。したがって、式(7.10)の関係により、上の τ_d は λ の区間に一様に分布していることがわかる。図7.17 の点線は、 $\tau_d=14\text{kgf/cm}^2$ とした場合の計算応力波形である。計算応力波形は、時刻 $t=t_3$ 以降においても、測定応力波形とよく一致している。

図7.18 は、図7.17 と同一の打撃試験における第2ゲージ点($L_{g2}=60\text{cm}$)の測定応力波形である。第2ゲージ点の応力は、時刻 $t=L_{g2}/c=0.12\text{msec}$ にほぼ325kgfまで立ち上がっている。この値は、 $\tau_d=14\text{kgf/cm}^2$ として理論的に求まる値と一致している。すなわち、

$$\sigma(L_{g2}, 2L_{g2}/c) = \sigma(L_{g1}, t_2) - \frac{2A}{U} \tau_d = 413 - 88 = 325 \text{ kgf}$$

点線で示した計算応力波形は、測定応力波形とよく一致していることがわかる。

ロッドの応力波形

図7.19 は、先と同一の試験におけるロッドの応力波形である。ロッドの応力は、時刻 $t=(L_s+\lambda)/c+L_{gR}/c_R=0.133\text{msec}$ から増加し始めている。図中の点線は、 $\tau_d=14\text{kgf/cm}^2$ としたときのロッドの計算応力波形である。測定時間内($t=0.75\text{msec}$)では、計算波形と測定波形は、良く一致している。理論によれば、時間の経過とともにロッドの軸力は全周面摩擦力 $F_{\text{total}}=\tau_d \cdot U \cdot \lambda=409\text{kgf}$ (応力としては、 $F_{\text{total}}/A_R=152.6\text{kgf/cm}^2$)に漸近する。

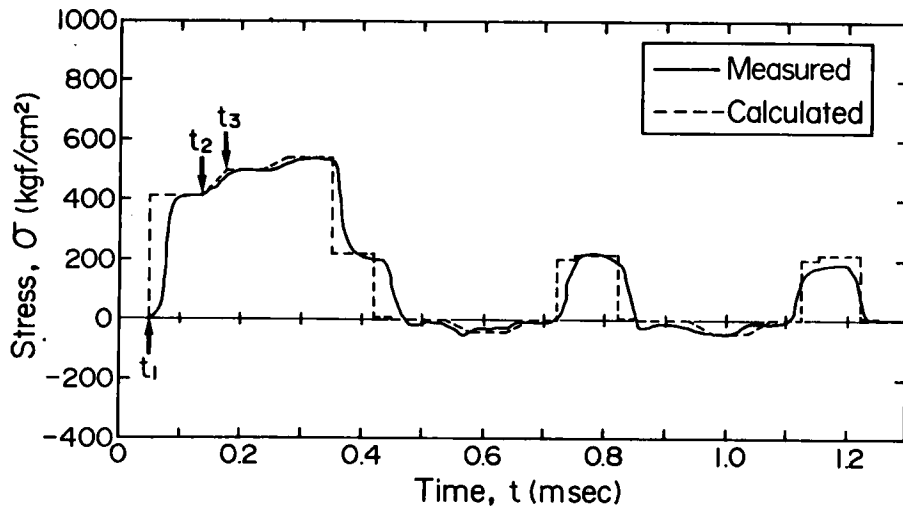


図 7.17 第 1 ゲージ点 ($L_{g1}=25$ cm) の応力波形 (Test A, $h=10$ cm)

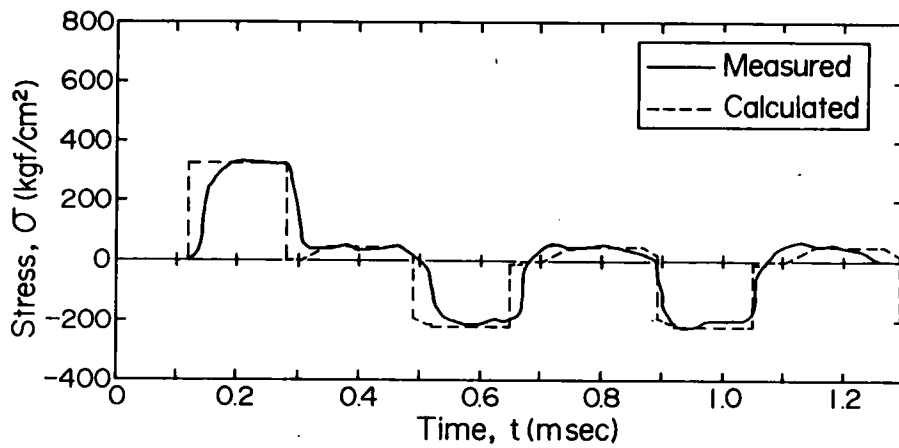


図 7.18 第 2 ゲージ点 ($L_{g2}=60$ cm) の応力波形 (Test A, $h=10$ cm)

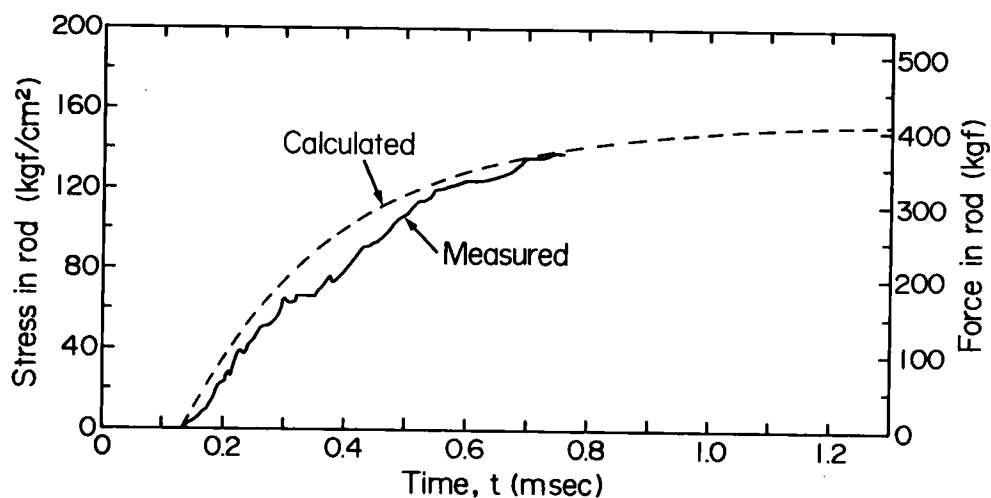


図 7.19 ロッドの応力波形 (A シリーズ, $h=10$ cm)

動的周面摩擦 τ_d

図7.20 は、A シリーズ全ての打撃試験におけるハンマの落下高さ h と式(7.14) の関係を用いて求めた動的周面摩擦 τ_d の関係を示したものである。図中には、静的载荷試験(図7.8)によって求めた最大静的周面摩擦 $(\tau_s)_{\max}$ の値と $1.2 \times (\tau_s)_{\max}$ の範囲を示した。動的周面摩擦 τ_d は、ハンマの落下高さに関わらず、ほぼ $(1.0 \sim 1.2) \times (\tau_s)_{\max}$ の範囲にあることがわかる。

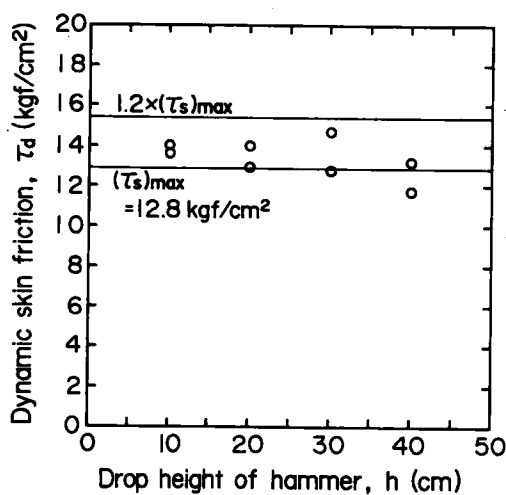


図 7.20 ハンマの落下高さ h と動的周面摩擦 τ_d の関係 (A シリーズ)

(2) 打撃試験 (B シリーズ)

杭の応力波形

図7.21 は、静的載荷試験(Test B)の後に行った打撃試験において測定した杭の第1ゲージ点の応力波形である。この打撃試験におけるハンマの落下高さ h は20cm、 L_s は48.0cmであった。この試験においては、杭の応力波形の他に杭先端の時間-変位関係およびロッドの応力波形を測定した。

図7.21 に示した杭の応力波形では、 $t=t_1=L_{g1}/c=0.50\text{msec}$ 以降に打撃応力の大きさを示す水平部が明確に現れていない。したがって、周面摩擦による応力波形の影響が現れ始める時刻 $t=t_2=(2L_s-L_{g1})/c=1.43\text{msec}$ における応力をハンマの衝突によって生じた杭頭の打撃応力とした。動的周面摩擦 τ_d の大きさは、式(7.14)の關係を用いて、次のように求められる。

$$\tau_d = \frac{2A}{U \cdot \lambda} \{ \sigma(L_{g1}, t_3) - \sigma(L_{g1}, t_2) \} = 10.6 \text{ (kgf/cm}^2\text{)}$$

図中の点線は、先に述べたようにして求めた杭頭の打撃応力と $\tau_d=10.6\text{kgf/cm}^2$ に基づく計算応力波形である。測定応力の立ち上がりがシャープでないため、微細な点では計算波形と測定波形は異なっているが、全体的には計算波形は測定波形の時間的变化をよく説明していることがわかる。

杭先端の時間-変位関係

図7.22 は、杭先端の時間-変位関係の測定結果と計算結果を示したものである。実測によれば杭先端は、打撃応力波が杭先端に到達する時刻 $t=L/c=0.20\text{msec}$ に変位し始めている。その後、図7.14(a)の特性曲線で示した杭先端への応力波の到達時刻にはほぼ対応して速度が変化しながら、杭先端の変位は時間の経過とともに増加している。図中の実線は $\tau_d=10.6\text{kgf/cm}^2$ を用いた時間-変位関係の計算結果である。時刻 $t=0.8\text{msec}$ 以降に多少の差はあるが、計算結果は実測結果と非常によく一致している。

測定を行った時刻 $t=1.4\text{msec}$ までの実測変位量は1.43mmである。一方、実測の最終貫入量 S_f は、2.16mmである。このことは、測定応力波形から最終貫入量 S_f を予測するには、さらに長時間の応力波形測定が必要であることを示している。

ロッドの応力波形

図7.23 は、ロッドの応力波形の測定結果と計算結果を示したものである。両者はよく一致しており、A シリーズ(図7.19)の場合と同様にロッドの力は、時間の経過とともに全周面摩擦力 $F_{\text{total}} = \tau_d \cdot U \cdot \lambda = 338\text{kgf}$ に漸近している。

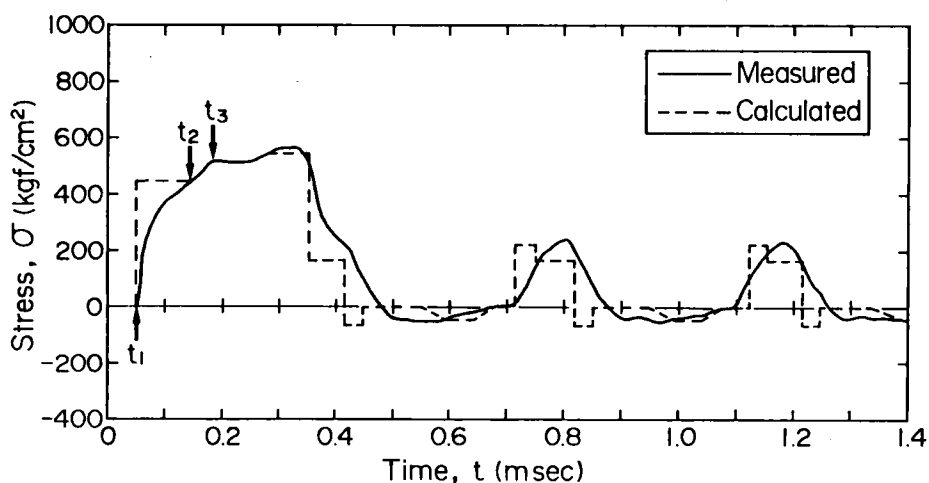


図 7.21 第 1 ゲージ点 ($L_{g1}=25$ cm) の応力波形 (Test B, $h=20$ cm)

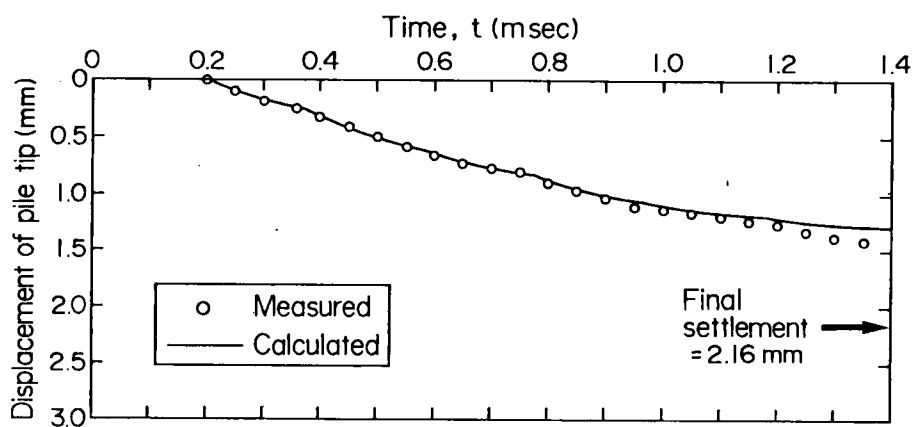


図 7.22 杭先端の時間-変位曲線 (Test B, $h=20$ cm)

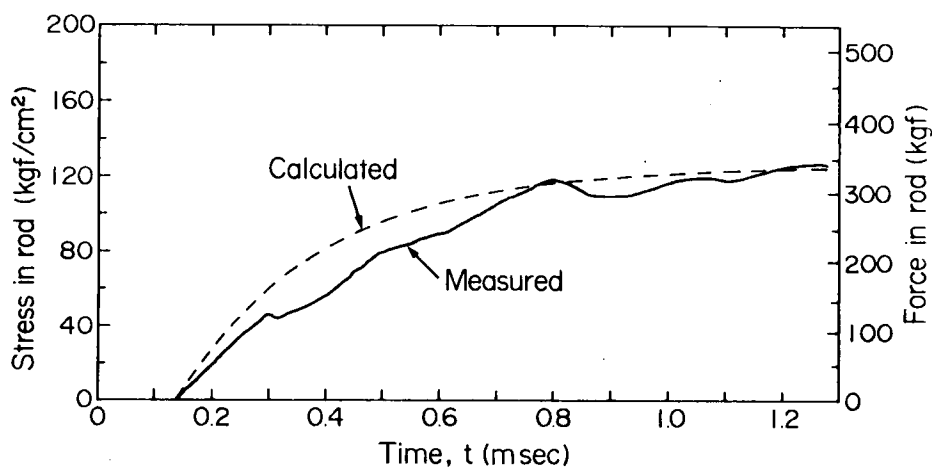


図 7.23 ロッドの応力波形 (Test B, $h=20$ cm)

動的周面摩擦 τ_d

図7.24 は、B シリーズの打撃試験におけるハンマの落下高さ h と実測の動的周面摩擦 τ_d の関係を示したものである。 τ_d の値は、 $(1.1\sim 1.25) \times (\tau_s)_{\max}$ の範囲にあることがわかる。

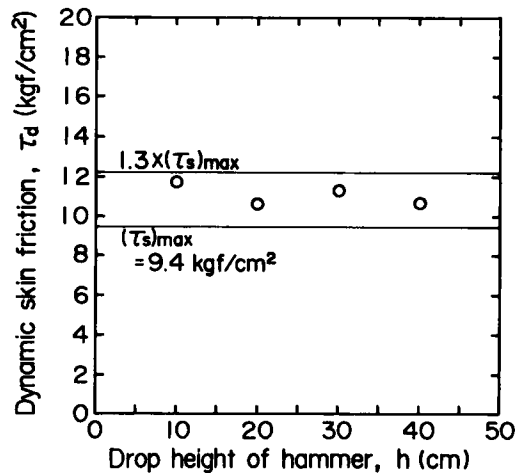


図 7.24 ハンマの落下高さ h と動的周面摩擦 τ_d の関係
(B シリーズ)

7. 7 結 語

杭が周面摩擦のみで支持されているのと同じ状態と考えられるモデル杭打ち実験を行った。この際、杭体の応力波形に加えて、ハンマと杭の分離時刻、杭先端の時間－変位関係および地盤に相当するものと考えられるロッドの応力波形の測定を行った。また、第6章で述べた杭打ちにおける一次元波動理論によって、杭打ち挙動の解析を行った。以上のことから、以下の結論が得られた。

- (1) 周面摩擦の作用する杭中の応力波伝播は、周面摩擦を杭の中間断面に一樣に作用する衝撃応力に置き換えることで、一次元の波動伝播として扱うことができる。
- (2) 上記(1)に述べた一次元波動理論によって計算した杭体とハンマの応力波形および変位は実測結果と良く一致する。
- (3) 周面摩擦の動員過程が剛塑性的であれば、周面摩擦 τ の大きさとその分布は、測定応力波形に式(7.12)の関係をを用いることによって求められる。
- (4) 図7.21 と図7.22 に示す結果より、応力波形だけを測定することにより、周面摩擦支持力のみでなく、一打当りの杭の最終貫入量も評価できることが検証された。

次章では、本章の結果に基づいて、弾・塑性型の動員過程を持つ周面摩擦特性を評価する方法について考察を行う。

参考文献

- 1) 渋谷寿一・宇治橋貞幸(1981):「2.1 ひずみゲージによる衝撃ひずみの測定」、
衝撃と破壊調査研究分科会成果報告書、日本機械学会、pp.88-94.
- 2) 岸田隆夫(1979):砂-金属面間の摩擦抵抗に関する基礎的研究、
東京工業大学博士論文、235pp.
- 3) Yoshimi, Y. and Kishida, T.(1981): "A Ring Torsion Apparatus for
Evaluating Friction Between Soil and Metal Surfaces,"
Geotechnical Testing Journal, GJJODJ, Vol.4, No.4, pp.145-152.
- 4) Uesugi, M., Kishida, H. and Eguchi, M.(1983): "Friction Resistance
Between Sand and Steel Under Repeated Load,"
第18回土質工学研究発表会, pp.271-272.
- 5) 上杉・岸田・小西・矢島(1984):「粒子破砕を伴う砂と鋼材間の摩擦」、
第19回土質工学研究発表会, pp.154-155
- 6) Smith, E.A.L.(1955): "Impact and Longitudinal Wave
Transmission," Trans. ASME, pp.963-955.
- 7) Smith, E.A.L.(1960): "Pile Driving Analysis by the Wave Equation,"
J. Soil Mech. Found., Div., ASCE, Vol.86, No. SM4, pp.35-61.
- 8) Hansen, B. and Denver, H.(1980): "Wave Equation Analysis of a
Pile - An Analytic Model," Proc. Int. Seminar on the Application
of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.3-22.
- 9) van Koten, H., Middendorp, P. and van Brederode, P.J.(1980): "An
Analysis of Dissipative Wave Propagation in a Pile," Proc. Int.
Seminar on the Application of Stress-Wave Theory on Piles,
Stockholm, pp.23-40.

第8章 応力波測定による動的周面摩擦特性の評価 (1点ゲージ法)

8. 1 緒 言

杭打ち時における杭頭の応力や変位を測定することによって杭支持力特性、すなわち貫入抵抗特性を評価しようとする従来の方法では、次のような手順が用いられる¹⁾。実際に用いたハンマ、杭、クッション等の寸法と力学定数がわかっているの、あとは周面摩擦および先端抵抗の貫入特性抵抗を仮定すれば、杭各点の応力、速度、変位を計算することができる。計算結果が実測結果に一致するまで、貫入抵抗特性を表わすパラメータの仮定値を変えながら計算を行う。計算結果と実測結果が一致したときのパラメータが貫入抵抗特性を表わすことになる。以上の手順において、貫入抵抗特性パラメータの仮定は、測定データとは無関係に直感的に選ばれる。貫入抵抗特性を仮に2つのパラメータで表わすとしても、それらの組み合わせは無数にあり、測定結果に一致するようなパラメータの組合わせを選び出すには非常に多くの計算が必要となる。計算回数を減らすには、熟練者の感に頼ることが必要となる。

本章では、杭体の1点で測定した応力波形から周面摩擦摩擦抵抗パラメータを、“等価周面摩擦”と“等価周面摩擦長さ”の概念²⁾³⁾に基づいて評価する方法を述べる。また、室内杭打ち試験を行い、周面摩擦特性評価法の妥当性を検討する。次節で述べるように、“等価周面摩擦”と“等価周面摩擦長さ”の概念は、弾・塑性型の動員特性(図8.3(a)を参照)が杭の周面摩擦長さに一様に分布しているときに用いられるものであり、この概念を用いることによって測定応力波形から直接に、あるいは数回の計算で周面摩擦特性を評価することができる。

8. 2 周面摩擦特性の逆解析法

8. 2. 1 地盤に根入れされた杭の応力波形の測定例

図8.1は、地盤(珪藻泥岩)に根入れされた鋼管杭を打撃したときに測定した応力波形を示したものである。杭と地盤の位置関係は、図8.2に示す通りであり、長さ $\lambda=20\text{cm}$ の区間の杭外周面にだけ周面摩擦が作用している。用いた杭の長さ L は 100cm 、波速度 c は 5150m/sec である。実験の詳細については、8. 3において述べる。周面摩擦が剛塑性的に発揮されると仮定したときのゲージ点($x=L_g=40\text{cm}$)の応力は、第7章の図7.14において説明したと同様に、次のように時間的に変化する。時刻 $t=t_1=L_g/c=0.078\text{msec}$ にハンマの打撃による応力波が到達し、応力は打撃応力波 $\sigma_f(0,0)$ の大きさまで立ち上がる。時刻 $t=t_1$ 以降にはゲージ点の応力は、しばらくの間一定となる。時刻 $t=t_2=(2L_s-L_g)/c=0.184\text{msec}$ になると周面摩擦によって生じた上昇波(圧縮波)がゲージ点に初めて到達する。時刻 $t=t_2$ 以降では、周面摩擦による応力波が順次到達することによ

ってゲージ点の応力は増加を続ける。時刻 $t=t_3=\{2(L_s+\lambda)-L_g\}/c=2.233\text{msec}$ には、地盤底部($x=L_s+\lambda$)における周面摩擦による応力波がゲージ点に到達する。もし、周面摩擦が剛塑性的に発揮されるならば、ゲージ点の応力の増加は、時刻 $t=t_3$ で終了する(図 7.14 を参照)。しかし、図 8.1 に示す測定応力波形においては、 $t=t_3$ 以降にも応力は増加し続けている。そして、時刻 $t=t_4=(2L-L_g)/c=0.305\text{msec}$ に杭先端での反射波(引張波)の到達によって、ゲージ点の応力は急激に落ち込んでいる。

以上に述べた測定応力波形の時間的変化において、時刻 $t=t_3$ 以降の応力の増加は、周面摩擦が剛塑性的には発揮されていないことを意味している。すなわち、打撃応力波が周面摩擦の作用点に到達してもすぐにはその最大摩擦応力 τ_{\max} が発揮されるのではなく、杭がある程度変位することによって、すなわち打撃応力波の到達後にいくらかの時間が経過した後最大摩擦 τ_{\max} が発揮されるため、図 8.1 の測定応力波形のように時刻 $t=t_3$ 以降にもゲージ点の応力が増加している。

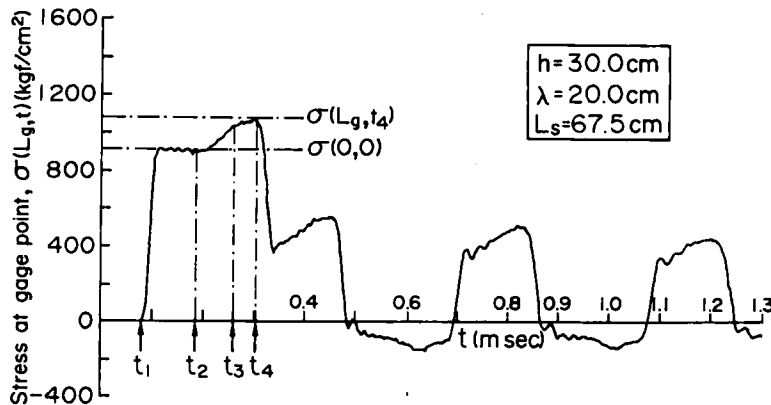


図 8.1 周面摩擦支持杭の応力波形の測定例($h=45\text{ cm}$)

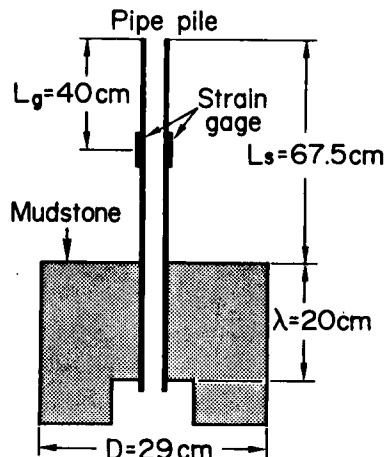


図 8.2 杭と地盤の位置関係

8. 2. 2 周面摩擦の動員モデル

周面摩擦の動員特性として、図8.3(a)に示す弾・塑性型の動員モデルを仮定する。周面摩擦の弾塑性型モデルにおいて、 q は最大周面摩擦応力 τ_{\max} が動員されるのに最小限必要な杭変位量、 k は次式で与えられる杭表面と地盤の境界面のせん断剛性を表す量である。

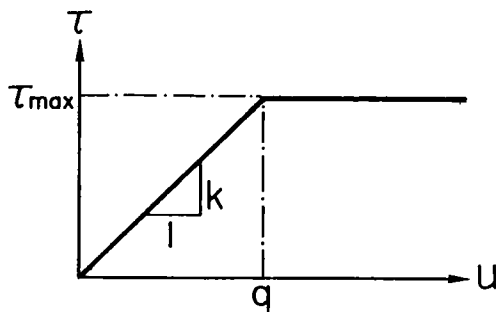
$$k = \tau_{\max} / q \quad (8.1)$$

最大周面摩擦 τ_{\max} とせん断剛性 k を用いて、弾・塑性型周面摩擦の動員特性は、次式で表わされる。

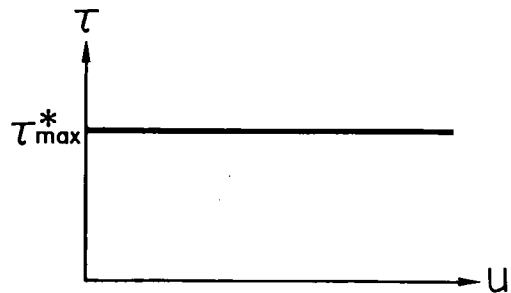
$$\tau = \begin{cases} k \cdot u & \text{for } 0 \leq u \leq q \\ \tau_{\max} & \text{for } u \geq q \end{cases} \quad (8.2)$$

上式において杭の貫入速度が周面摩擦 τ に及ぼす影響は、表立っては考慮されていない。しかし、速度効果は、 k および τ_{\max} の値そのものに影響するものと考えると、式(8.2)によって周面摩擦の動員特性に及ぼす杭の貫入速度効果を単純化して扱えることができる。

以下では、周面摩擦の動員特性が図8.3(a)に示した弾・塑性モデルである場合、弾・塑性パラメータである τ_{\max} と k を測定応力波形から評価する方法について述べる。次節で説明するが、応力波形の解析には、図8.3(b)に示す剛塑性型周面摩擦モデルを用いる。



(a) 周面摩擦特性 (弾・塑性モデル)



(b) 解析に用いる周面摩擦特性
(等価剛塑性周面摩擦)

図8.3 周面摩擦の動員モデル

8.2.3 “等価剛塑性周面摩擦”による弾・塑性型周面摩擦特性の評価法

図8.4は、弾・塑性型の周面摩擦がゲージ点の応力波形に及ぼす影響を模式的に示したものである。一般的には、 λ は杭の根入れ長さに等しい($\lambda = L - L_g$)。しかし、図8.4においては後で説明する“等価周面摩擦長さ” λ^* の意味をわかりやすくするために、杭の中間の部分的な区間 λ に周面摩擦が作用するものとしている。時刻 $t = t_1 = L_g / c$ にゲージ点の応力は、打撃応力波 $\sigma_f(0,0)$ の大きさまで立ち上がる。時刻 $t = t_2 = (2L_s - L_g) / c$ には周面摩擦による最初の応力波がゲージ点に到達する。ゲージ点の応力は、 $t = t_2$ 以降に増加し続ける。時刻 $t = t_3$ には、地盤底部($x = L_s + \lambda$)の周面摩擦による応力波がゲージ点に到達する。周面摩擦が剛塑性型($k = \infty$)であれば、この時点で応力の増加は終了し、応力波形は図8.4(c)の点線で示すものとなる。しかし、実際には弾・塑性型の周面摩擦であるため、地盤底部の周面摩擦の最大値 τ_{\max} が発揮されるまでに、ある時間遅れ $(\Delta t)_{\text{delay}}$ が必要となる。図8.4(b)の太線で示した特性曲線を参照にすれば、ゲージ点の応力の増加は $t = t_3^*$ まで続く。

$$\begin{aligned}
 t_3^* &= t_3 + (\Delta t)_{\text{delay}} = \frac{2(L_s + \lambda) - L_g}{c} + (\Delta t)_{\text{delay}} \\
 &= \frac{2\{L_s + \lambda + c \cdot (\Delta t)_{\text{delay}} / 2\} - L_g}{c} \quad (8.3)
 \end{aligned}$$

このときゲージ点の応力波形は、図8.4(c)の実線で示される。すなわち、せん断剛性 k の値が小さくなれば、 $(\Delta t)_{\text{delay}}$ は大きくなり、また $t = t_2$ 以降の応力の増加速度は小さく

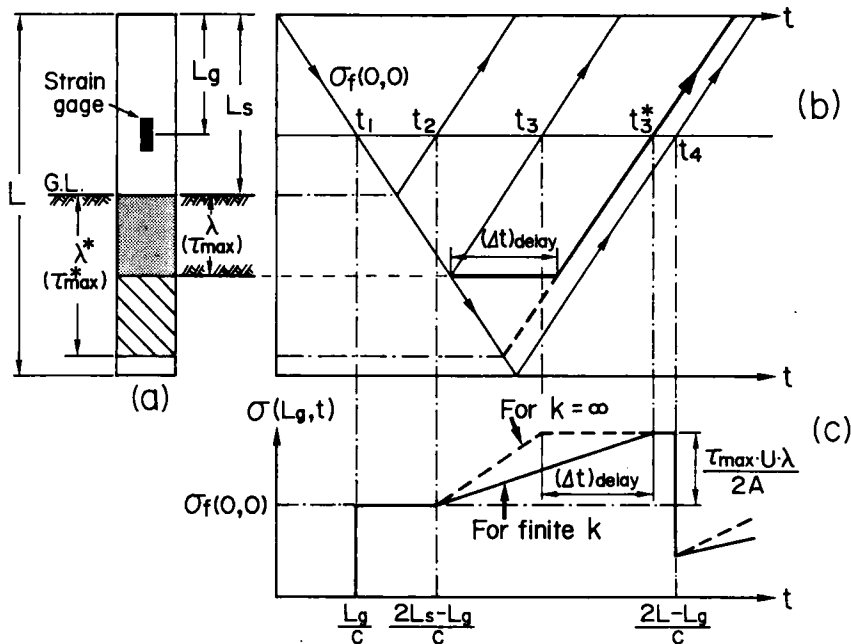


図8.4 周面摩擦が応力波形に及ぼす影響

なってくる。

式(7.8)と式(8.3)の形式が同じであること、または図8.4(b) の点線で示した特性曲線からわかるように、時刻 t_3^* は λ^* の区間に剛塑性型の周面摩擦が作用している場合のゲージ点の応力の増加の終了時刻に等しい。ここで、 λ^* は次式で与えられる。

$$\lambda^* = \lambda + \frac{c \cdot (\Delta t)_{\text{delay}}}{2} \quad (8.4)$$

ここで、 λ の区間に弾・塑性型の周面摩擦が作用している場合のゲージ点の応力波形は、 λ^* の区間に剛塑性型の周面摩擦 τ_{max}^* [図8.3(b)] が一様に作用している場合の応力波形に一致するものと仮定する。ただし、 τ_{max}^* の大きさは、両者の場合の全周面摩擦支持力が等しくなるように選ばれる。すなわち、

$$\tau_{\text{max}}^* = \frac{\lambda}{\lambda^*} \cdot \tau_{\text{max}} \quad (8.5)$$

以上のように定義された λ^* および τ_{max}^* をそれぞれ“等価周面摩擦長さ”、“等価周面摩擦応力”と呼ぶことにする。

もし、図8.4(c) の実線で示すような応力波形が得られていれば、式(7.14)の関係を適用することにより、 τ_{max}^* は次式で与えられる。

$$\tau_{\text{max}}^* = \frac{2A \{ \sigma(L_g, t_3^*) - \sigma(L_g, t_2) \}}{U \cdot \lambda^*} = \frac{2A \{ \sigma(L_g, t_3) - \sigma(L_g, t_2) \}}{U \cdot \lambda} \quad (8.6)$$

また、 τ_{max} は次式で与えられる。

$$\tau_{\text{max}} = \frac{2A \{ \sigma(L_g, t_3^*) - \sigma(L_g, t_2) \}}{U \cdot \lambda} \quad (8.7)$$

以上のように τ_{max}^* が求まるため、 τ_{max}^* と k と $(\Delta t)_{\text{delay}}$ の関係を明らかにすれば、測定応力波形からせん断剛性 k の値を評価することが可能となる。

$(\Delta t)_{\text{delay}}$ は最大周面摩擦 τ_{max} が発揮されるまでの時間遅れであるため、式(8.2)より $(\Delta t)_{\text{delay}}$ は次式で表わされる。

$$(\Delta t)_{\text{delay}} = \frac{\tau_{\text{max}}}{k \cdot (\dot{u})_{\text{ave}}} = \frac{\tau_{\text{max}}}{k \cdot (v)_{\text{ave}}} \quad (8.8)$$

ここで、 $(\dot{u})_{\text{ave}} = (v)_{\text{ave}}$ は、地盤底部($x = L_s + \lambda$)の位置にある杭の時刻 $t = (L_s + \lambda)/c$ から $t = (L_s + \lambda)/c + (\Delta t)_{\text{delay}}$ までの時間内における平均速度である。等価周面摩擦

τ_{\max}^* が等価周面摩擦長さ λ^* の区間に一様に分布していると仮定しているため、 $(v)_{\text{ave}}$ は次式で与えられる。

$$(\dot{u})_{\text{ave}} = (v)_{\text{ave}} = \frac{\sigma_f(0,0)}{\rho c} - \frac{\tau_{\max}^* \cdot U}{2\rho c A} \cdot \frac{\lambda + \lambda^*}{2} \quad (8.9)$$

式(8.9)を式(8.8)に代入すると、次式を得る。

$$(\Delta t)_{\text{delay}} = \frac{\tau_{\max} \cdot \rho c}{k \cdot \left\{ \sigma_f(0,0) - \frac{\tau_{\max}^* \cdot U}{4A} \cdot (\lambda + \lambda^*) \right\}} \quad (8.10)$$

式(8.4)と式(8.10)から $(\Delta t)_{\text{delay}}$ を消去すれば、次のような λ^*/λ に関する2次方程式が得られる。ただし、次式を求める際には、式(6.7)の関係($c = \sqrt{E/\rho}$)を用いている。

$$\begin{aligned} & \left\{ \sigma_f(0,0) - \frac{U \cdot \tau_{\max} \cdot \lambda}{4A} \right\} \left(\frac{\lambda^*}{\lambda} \right)^2 \\ & - \left\{ \sigma_f(0,0) + \frac{E}{2\lambda} \frac{\tau_{\max}}{k} \right\} \left(\frac{\lambda^*}{\lambda} \right) + \frac{U \cdot \tau_{\max} \cdot \lambda}{4A} = 0 \end{aligned} \quad (8.11)$$

式(8.5)の関係($\lambda^*/\lambda = \tau_{\max}/\tau_{\max}^*$)を用いて上式を k について解くと、次式が得られる。

$$k = \frac{E}{2\lambda \left(\frac{\tau_{\max}}{\tau_{\max}^*} - 1 \right) \left\{ \frac{\sigma_f(0,0)}{\tau_{\max}} - \frac{U \cdot \lambda}{4A} \left(1 + \frac{\tau_{\max}^*}{\tau_{\max}} \right) \right\}} \quad (8.12)$$

8.2.4 繰り返し計算による τ_{\max} と k の評価手順

$t_3^* < t_4$ の場合

もし、図8.4(c)のような応力波形が測定されたならば、 $t_3^* < t_4$ であることから τ_{\max} と $(\Delta t)_{\text{delay}}$ の値を応力波形から直接読みとることができるため、図8.5のフローチャートに従って k の値を以下の手順で評価することができる。

- (1) $\sigma_f(0,0)$ の値を測定応力波形から読み取る。
- (2) 測定応力波形から $(\Delta t)_{\text{delay}}$ の値を読み取る。
- (3) τ_{\max} の値を式(8.7)によって計算する。
- (4) λ^* の値を式(8.4)によって求める。
- (5) τ_{\max}^* の値を式(8.5)によって求める。

(6) k の値を式 (8.12) によって計算する。

以上の手順によって、 τ_{\max} と k の値を応力波形の解析をすることなしに評価することができる。

$t_3^* > t_4$ の場合

図8.1 に示した実際の測定応力波形では、 τ_{\max} を示す水平部が現われる前に杭先端からの反射波によって応力波形が乱されている。すなわち、 $t_3^* > t_4$ であるため、 τ_{\max} と $(\Delta t)_{\text{delay}}$ を測定応力波形から直接に読み取ることは、非常に困難である。しかしながら、特性時刻である t_3 と t_4 には次の関係、すなわち、

$$t_3 = \frac{2(L_s + \lambda) - L_g}{c} \leq t_4 = \frac{2L - L_g}{c} \quad (8.13)$$

という関係があるため、式(8.6)を用いることによって等価周面摩擦 τ_{\max}^* の値を測定応力波形から評価することができる。この τ_{\max}^* を利用することにより、 τ_{\max} と k の2つのパラメータを図8.6示すフローチャートに従って以下の評価することができる。

- (1) $\sigma_f(0,0)$ と τ_{\max}^* を測定応力波形から求める。
- (2) τ_{\max} の最初の仮定値として、 $\tau_{\max} = \tau_{\max}^*$ とする。
- (3) λ^* の値を式(8.5)によって計算する。
- (4) k の値を式 (8.12) によって計算する。
- (5) τ_{\max}^* と λ^* に基づいて、理論応力波形を計算する。
- (6) 理論応力波形と測定応力波形を比較する。理論波形と測定波形が一致しなければステップ(7)に進む。両者が一致すれば正しい τ_{\max} と k の値が同定されたので評価の手順を終了する。
- (7) τ_{\max} の仮定値を修正して step(3) に戻る。

以上の手順のうちstep(3) からstep(7) を繰り返すことによって、最終的に正しい τ_{\max} と k の値を評価することができる。

ここで述べた繰り返し手順による τ_{\max} と k の評価法には、次のような利点がある。すなわち、 τ_{\max} と k の2つのパラメータを同定するのだが、繰り返しプロセスにおいては、 τ_{\max} の値だけを仮定すればよい。仮定した τ_{\max} に対応する k の値は式(8.12) によって与えられる。等価周面摩擦 τ_{\max}^* の定義からわかるように、 τ_{\max}^* は τ_{\max} の仮定値の下限值である。したがって、step(2) のように τ_{\max} の初期の仮定値として $\tau_{\max} = \tau_{\max}^*$ とおくことにより、

step(7) における τ_{\max} の修正においては、 τ_{\max} を1段階前の仮定値より少し大きくすればよい。理論応力波形の計算においては、 τ_{\max}^* の値は一定のままで、 λ^* の値だけを修正すればよい。以上に述べた利点により、step(3)からstep(7) までの手順を数回繰り返すだけで τ_{\max} および k の正しい値を評価することが可能である。

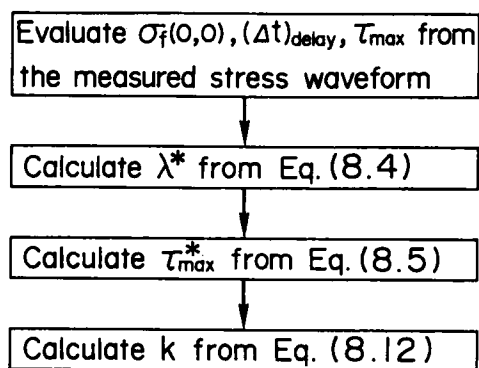


図8.5 τ_{\max} と k を求めるフローチャート
($t_3^* < t_4$ の場合)

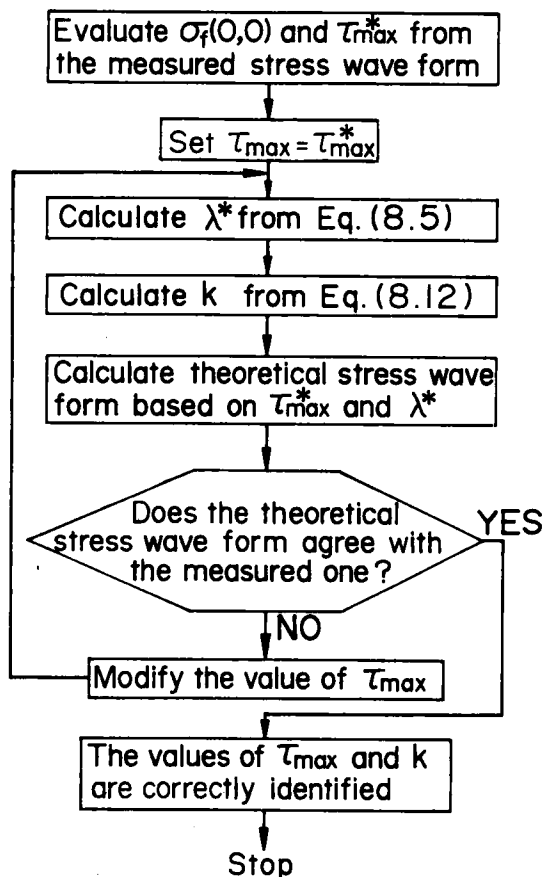


図8.6 繰り返し計算による τ_{\max} と k の評価手順
($t_3^* > t_4$ の場合)

8. 3 モデル杭打ち試験（1点ゲージ法）

8. 3. 1 実験装置と実験方法

地盤試料

地盤試料には、珪藻泥岩を用いた。珪藻泥岩の力学特性については第2章で詳しく述べている。珪藻泥岩は1辺40cmのブロックとして乱さない状態で採取してきたものであり、これを直径29cm、高さ30cmの円柱状に成型して地盤試料として用いた(図8.8)。この際、珪藻泥岩の堆積方向と杭軸が一致するようにした。

打撃装置とデータ測定・処理システム

図8.7は、室内杭打ち試験における打撃装置とデータ測定・処理装置の概要を示している。ハンマには鋼棒を、杭には継目ナシ鋼管⁴⁾を用いた。継目ナシ鋼管は継目がないため、断面形状がほぼ一様となっている。杭には杭頭から40cmの位置に応力波形測定のためにひずみゲージを貼り付けた。また、ハンマと杭の接触・分離時刻を測定するためのスイッチ回路(図7.5を参照)を設置した。ハンマと杭の寸法および力学定数を表8.1に示す。本実験におけるデータ測定・処理システムは、図7.7に示したものとほぼ同様である。ただし、動的データの測定項目は、杭の応力波形とハンマと杭の接触・分離時刻の2項目であるため、トランジェント・コンバータのみを使用している。測定データの処理プロセスは、7. 2. 3で説明したのと同様である。

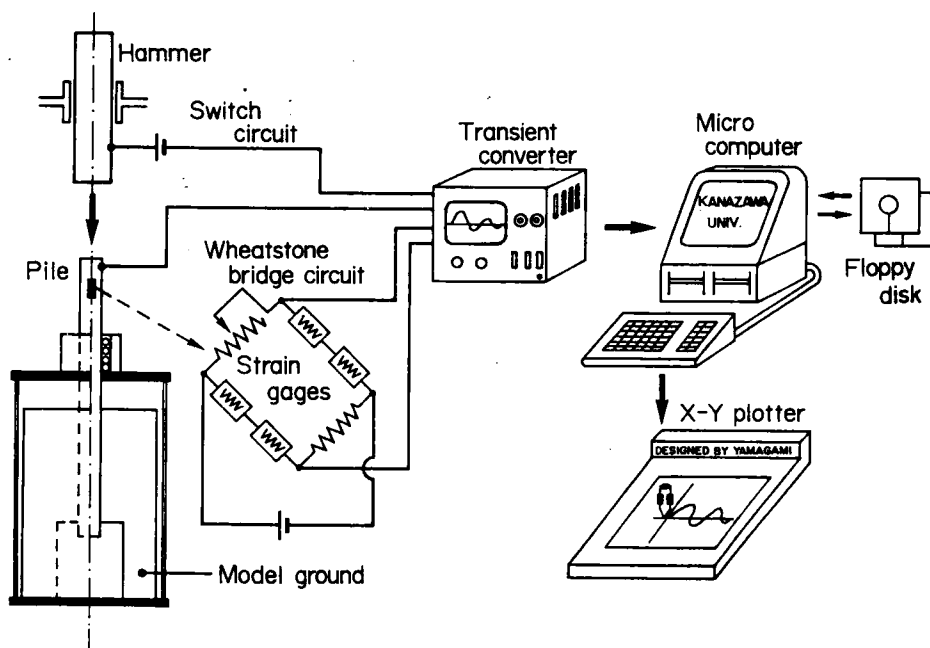


図8.7 打撃装置とデータ測定・処理システム

表 8.1 ハンマと杭の諸元

			Pile	Hammer
Length	L	(cm)	100.0	97.0
Outer diameter	ϕ_o	(cm)	2.50	3.00
Inner diameter	ϕ_i	(cm)	2.05	—
Sectional area	A	(cm^2)	1.61	7.07
Mass density	ρ	(g/cm^3)	7.87	7.78
Young's modulus	E	($\times 10^6 \text{ kgf}/\text{cm}^2$)	2.13	2.19
Bar wave velocity	c	(m/sec)	5150	5250
Mechanical impedance	Z	($\text{kgf}\cdot\text{sec}/\text{cm}$)	6.65	29.49

実験方法

本実験で用いた実験方法は、次の通りである。

- (1) 円柱状（高さ30cm、直径29cm）に成型した珪藻泥岩試料の底部から上方10cmまで、直径5cmのボーリングを行う。
- (2) 地盤試料の表面から直径2.4cmのボーリングを行う。ボーリング孔の直径は、杭の直径（2.5cm）よりわずかに小さくなっている。
- (3) このボーリング孔に沿って杭を0.5mm/min の貫入速度で杭先端が地盤底部を突き抜けるまで押し込む（図8.8 を参照）。杭を地盤に押し込む際には、図7.6 に示したスクリージャッキを用いた。図8.8 からわかるように、杭には先端抵抗は作用しておらず、また周面摩擦が作用する区間 λ は試験を通じて一定（ $\lambda=20\text{cm}$ ）である。
- (4) 杭載荷荷重をいったん除荷した後、杭と地盤を図8.7に示した打撃装置に設置する。
- (5) ハンマの落下高さ h を5cmから50cm まで5cmずつ増加させながら杭の打撃試験を行う。この際に、杭の応力波形、ハンマと杭の接触・分離時刻を測定する。各打撃試験を 10 分間隔で行った。

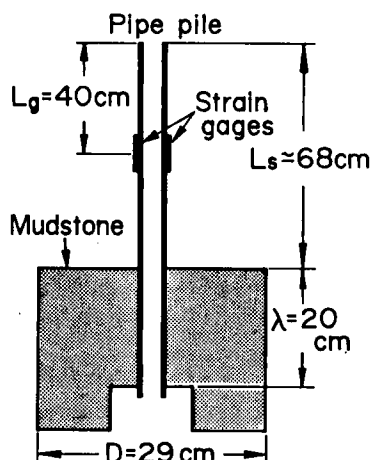


図8.8 打撃試験における杭と地盤の位置関係

8. 3. 2 打撃試験結果

τ_{\max} と k の決定

図8.9(a) は、ハンマの落下高さ h が45cmの打撃試験における測定応力波形である。この打撃試験において、杭頭から地表面までの距離 L_s は68.4cm である。この応力波形から8. 2. 4で説明した繰り返し計算(図8.6を参照) を用いて τ_{\max} と k の値を決定した。図8.9(a) には、5回目の繰り返し計算における計算応力波形を合わせて示している。実測応力波形では、打撃応力波の立ち上がりがシャープでないため、時刻 $t=t_2=(2L_s-L_g)/c=0.188\text{msec}$ における応力 1140kgf/cm^2 を $\sigma_f(0,0)$ の値として用いた。等価周面摩擦

表8.2 $h=45\text{cm}$ の打撃試験での τ_{\max} と k の評価プロセス

Step	τ_{\max} (kgf/cm^2)	k (kgf/cm^3)	λ^* (cm)
1	2.6	∞	20.0
2	3.0	1622	23.1
3	3.5	712	26.9
4	4.0	453	30.8
5	4.4	350	33.8

N.B. The constant values of $\tau_{\max}^*=2.6\text{kgf/cm}^2$ and $\lambda=20.0\text{cm}$ are used in the iteration process throughout.

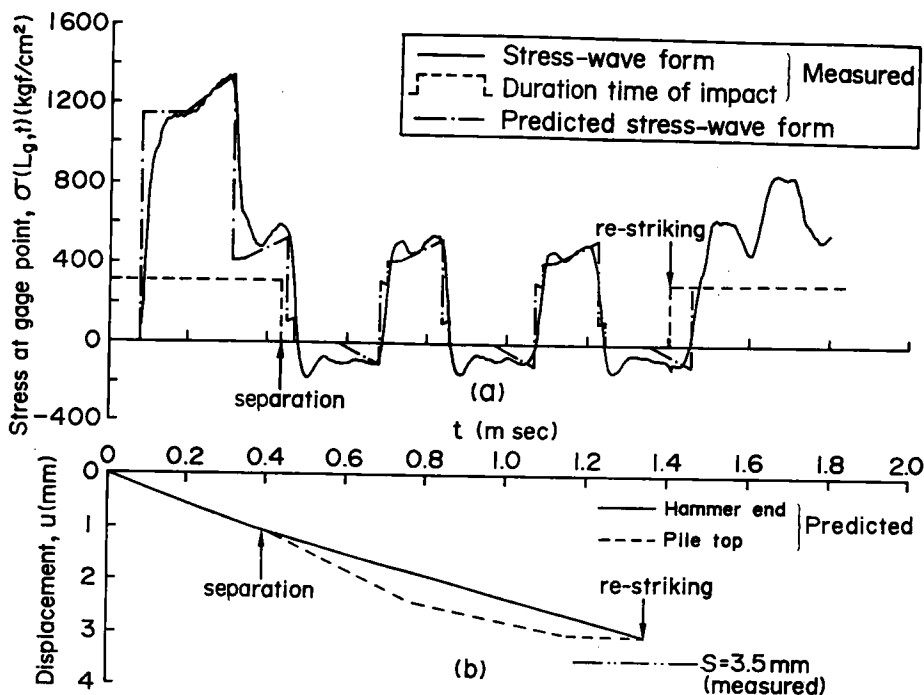


図8.9 $h=45\text{cm}$ の打撃試験の計算結果と実測結果

τ_{\max}^* の値は、式(8.6)の関係を測定応力波形に用いると、 $\tau_{\max}^*=2.6\text{kgf/cm}^2$ となる。

表8.2は、繰り返し計算において仮定した τ_{\max} の値とこれに対応する k および λ^* の値を示したものである。ただし、8.2.4で説明したように、繰り返し計算において τ_{\max} 、 $\sigma_f(0,0)$ 、 λ の値は、一定値のままである。5回目の繰り返し計算において $\tau_{\max}=4.4\text{kgf/cm}^2$ と仮定すると、対応する k と λ^* の値は、それぞれ $k=350\text{kgf/cm}^3$ 、 $\lambda^*=33.8\text{cm}$ となる。 $\tau_{\max}^*=2.6\text{kgf/cm}^2$ 、 $\lambda^*=33.8\text{cm}$ を用いたときの計算応力波形が図8.9(a)に示したものである。

図8.10(a)は、計算応力波形に対する特性曲線を示したものである。図8.10(b)には、再度計算応力波形を示した。ここで注意すべきことは、 $\lambda^*=33.8\text{cm}$ の場合図8.10(a)に示すように、仮想的な周面摩擦長さの下端は $x=L_s+\lambda^*=102.2\text{cm}$ であり、実際の杭先端($x=100\text{cm}$)よりも下方まで周面摩擦が仮想的に作用することになる。したがって、応力波形に

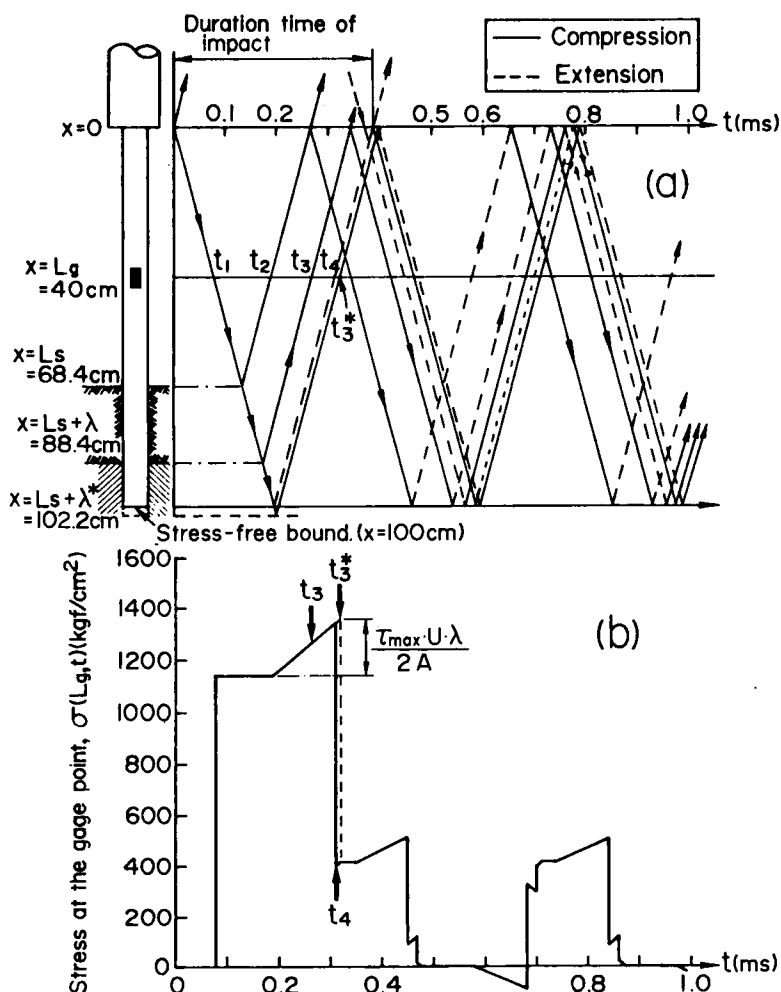


図 8.10 $h=45\text{cm}$ の打撃試験の応力波の特性曲線と計算応力波形

において $t_3 > t_4$ となる。しかしながら、8. 2. 4で述べた繰り返し計算を用いれば、容易に τ_{\max} と k の両者を評価することができる。

ここで、図8.9(a)に話を戻す。図8.9(a)に示した計算応力波形は、実測波形と細部では異なっているが、全般的には実測波形とよく一致している。したがって、この段階で計算を打ち切った。すなわち、最終的に $\tau_{\max}=4.4\text{kgf/cm}^2$ 、 $k=350\text{kgf/cm}^3$ 、 $q=\tau_{\max}/k=0.0126\text{cm}$ という結果を得た。

時間－変位関係

図8.9(b)は、 $h=45\text{cm}$ の打撃試験におけるハンマ下端と杭頭の時間－変位関係の計算結果を示したものである。図8.10に示した特性曲線と図8.9(b)を参照にして、時間－変位関係について説明する。

図8.9(b)に示されるように、ハンマ下端と杭頭の時間－変位関係は、分離する時刻($t=0.388\text{msec}$)までは、全く一致している。ただし、時刻 $t=2L_g/c=0.266\text{msec}$ 以降では、周面摩擦による圧縮上昇波の到達によって変位速度が減少している。時刻 $t=2L_H/c_H=0.370\text{msec}$ では、ハンマからの下降波(引張波)が杭頭に到達するため、杭頭の変位速度はさらに減少する。この時点($t=0.370\text{msec}$)で杭頭の応力は、急激に小さくなるがまだ圧縮応力状態である。

ここで、杭先端が自由端であるため、時刻 $t=0$ にハンマの衝突によって生じた打撃応力波(圧縮波)は、引張波として時刻 $t=2L/c=0.388\text{msec}$ に杭頭とハンマの接触面に到達する。この上昇引張波の到達により、この時刻でハンマと杭の分離が生ずる(6. 4. 5を参照)。ハンマと杭の分離に伴って、杭頭の変位速度は増加し、ハンマの変位速度は減少する[図8.9(b)]。ハンマと杭が分離した後、杭頭の変位速度はしばらくの間ほぼ一定となる。そして、 $t=0.758\text{msec}$ になると急激に変位速度が減少する。この変位速度の減少は、 $t=0.370\text{msec}$ にハンマから杭頭に透過された引張波が $t=0.370+2L/c=0.758\text{msec}$ に上昇圧縮波として、 $t=0.370\text{msec}$ に杭頭に到達することによって生じている。

以上のような杭頭の動きと比較すると、ハンマの速度はハンマと杭の分離後ほぼ一定のままである。したがって、図8.9(b)に示されるように、時刻 $t=1.34\text{msec}$ にハンマと杭の再衝突が生じている。

計算によるハンマと杭の分離時刻 $t=0.388\text{msec}$ と再衝突時刻 $t=1.34\text{msec}$ は、図8.9(a)に示すスイッチ回路による測定結果と比較的良好一致を示している。さらに、計算によるハンマの再衝突時($t=1.34\text{msec}$)における杭の変位量は 3.1mm である。一方、実測による最終貫入量 S_f は 3.5mm である。このことは、杭打ちにおける杭の貫入の大部分は、再衝突が生ずる前の1回のハンマの打撃によって生じることを示している。

杭打ち試験の予測

既に $h=45\text{cm}$ の打撃試験において周面摩擦パラメータ $\tau_{\max}=4.4\text{kgf/cm}^2$ と $k=350\text{kgf/cm}^3$ が求まっているため、これらの値を用いてハンマの落下高さ h が異なる他の打撃試験結果の予測を行った。 τ_{\max} と k が求まっているため、式(8.12)によって τ_{\max}^* を、さらに式(8.5)によって λ^* の値を直接に評価することができる。したがって、予測計算においては、図8.6に示す繰り返し計算を行っていない。

図8.11と図8.12は、それぞれ $h=30\text{cm}$ と $h=20\text{cm}$ の場合の予測結果と実測結果を示したものである。図8.11(a)と図8.12(a)からわかるように、応力波形の予測結果は実測結果と良く一致している。

図8.11(b)と図8.12(b)に示した時間-変位関係の計算結果は、図8.9(b)に示した結果と同様な傾向を示している。例えば、ハンマと杭の分離は、ハンマの落下高さ h に関わらず、何れの場合にも $t=2L/c=0.388\text{msec}$ に生じている。一方、計算による再衝突時刻は、ハンマの落下高さ h が低くなるほど早くなっている。

図8.13は、計算による h と再衝突時刻(t)_{re-striking}の関係を実測結果と比較したものである。予測結果と実測結果の間には、非常に良い一致がみられる。

図8.9, 図8.11, 図8.12の計算結果からわかるように、再衝突時の杭頭変位量は、ハンマの落下高さ h にほぼ比較して大きくなっている(図8.14を参照)。図8.14からわかるように、実測の最終貫入量 S_f と計算によって求めた2度打ち時の貫入量はほぼ一致している。このことは杭の貫入の大部分がハンマの1度の打撃によって生じていることを示している。

図8.11から図8.14に示した予測結果と実測結果の比較から、ある一つの打撃試験から求めた周面摩擦パラメータ τ_{\max} と k を用いて、ハンマの落下高さが異なる他の打撃試験結果をよく予測できることがわかった。ただし、本実験においては固結力の大きな珪藻泥岩を地盤試験料として用いていること、打撃の繰り返し回数が少ないこと、各打撃試験の間に十分な放置期間をとったことなどから、各打撃試験における周面摩擦パラメータに大きな差がなかったものと考えられる。このことにより、本実験における予測結果は実測結果とよく一致したものと判断される。しかし、杭の打ち込みの繰り返しによって周面摩擦は低減するという報告^{5)~8)}もなされている。このような場合には、各打撃ごとの測定応力波形から周面摩擦パラメータを評価する必要がある。本研究で提案した周面摩擦評価法を用いれば、打撃の繰り返しによる τ_{\max} と k の変化を容易に評価することができる。

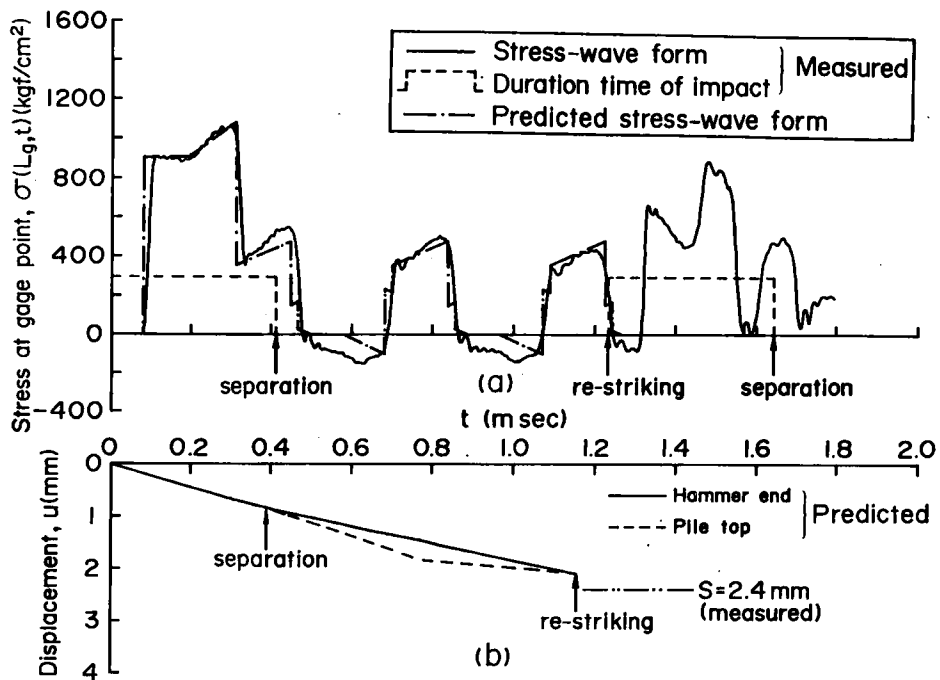


図8.11 $h=30$ cm の打撃試験の計算結果と実測結果

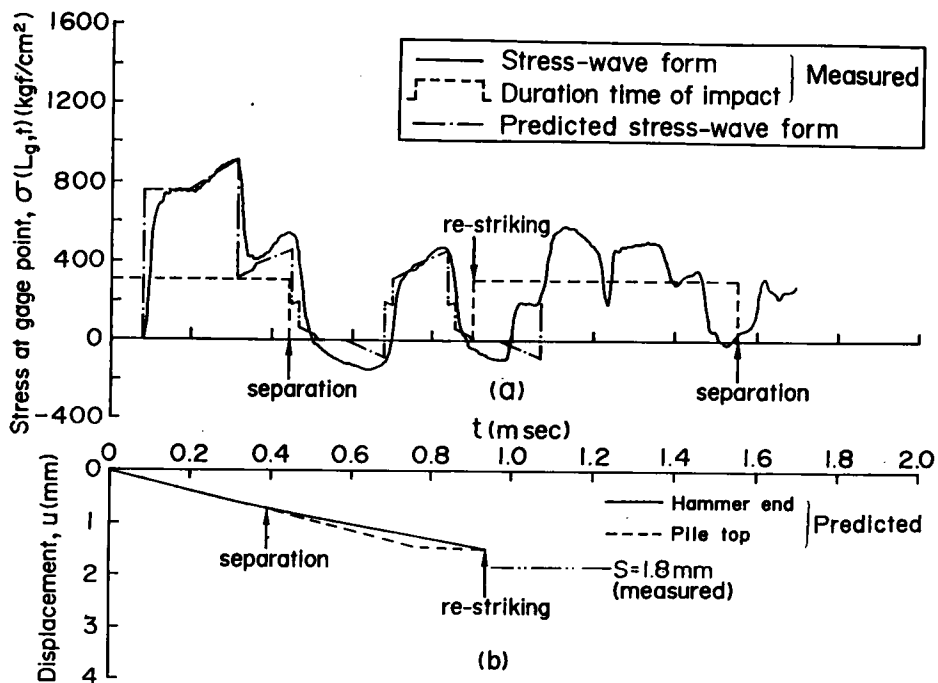


図 8.12 $h=20$ cm の打撃試験の計算結果と実測結果

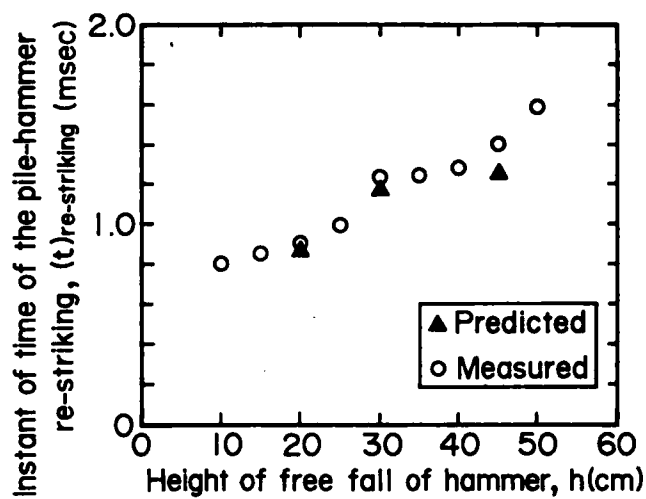


図 8.13 ハンマの落下高さ h と再衝突時刻 $(t)_{\text{re-striking}}$ の関係

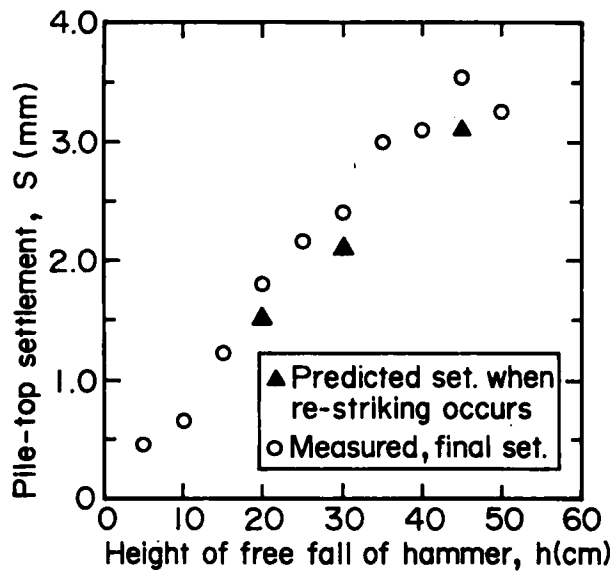


図 8.14 ハンマの落下高さ h と杭貫入量 S の関係

8. 3. 3 動的周面摩擦と静的周面摩擦の関係

図8.15 は、打撃試験の前に行った静的載荷試験で得られた杭頭荷重 P_t と地表面に位置する杭の変位 u_{GL} の関係を示したものである。この静的載荷試験では、杭が地盤の厚さ $\lambda=20\text{cm}$ だけ地盤に貫入した後、除荷と再載荷を行った。図8.15 では、杭頭荷重 P_t を完全に除荷したときの杭変位を0として P_t と u_{GL} の関係を示してある。再載荷過程においては、杭変位量 u_{GL} は杭頭荷重 P_t にほぼ比例して増加していることがわかる。そして、最大支持力 $(P_t)_{\max}$ に達すると、杭の変位量は急激に増大している。再載荷過程においては、最大支持力 $(P_t)_{\max}$ は 674kgf であり、このときの杭変位 u_{GL} は 0.042cm であった。したがって、静的最大周面摩擦応力 $(\tau_s)_{\max}$ は、

$$(\tau_s)_{\max} = (P_t)_{\max} / \text{周面積} = 674 / 157.08 = 4.29 \text{ (kgf/cm}^2\text{)}$$

である。この静的最大周面摩擦 $(\tau_s)_{\max}$ の値は、応力波形の逆解析によって求めた最大周面摩擦 $\tau_{\max} = 4.4\text{kgf/cm}^2$ とほぼ一致している。

図8.16 は、打撃試験の応力波形の逆解析によって求めた τ_{\max} と k の値から静的に杭を載荷した場合の荷重-変位関係を有限要素法(附録A を参照)によって予測した結果である。応力波形の逆解析によって求めた $\tau_{\max} = 4.4\text{kgf/cm}^2$, $k = 350\text{kgf/cm}^3$ を用いた予測結果と図8.15 に示した実測結果の再載荷曲線を比較すると、両者の最大支持力 $(P_t)_{\max}$ は非常に良く一致していることがわかる。しかし、実測による最大支持力時における杭変位量 u_{GL} が 0.042cm であるのに対し、予測結果では 0.015cm であり、予測結果はある杭頭荷重 P_t における杭変位量を過小評価している。最大支持力は、 τ_{\max} によって決定されるものであるため、 k の値だけを変えた予測結果を図8.16に合わせて示している。図8.16からわかるように、 k の値が小さくなるほど、荷重-変位曲線の傾きは大きくなり、最大支持力時の変位量も大きくなる。

図8.15 と図8.16 を比較すると、 $k = 100\text{kgf/cm}^3$ とすると静的載荷試験における荷重-変位関係を良く予測できることがわかる。静的な k の値を k_{stat} と表わし、 q を q_{stat} と表わすと[図8.3(a)を参照]、 $k_{\text{stat}} = 100\text{kgf/cm}^3$ に対応する q_{stat} の値は、

$$q_{\text{stat}} = \tau_{\max} / k_{\text{stat}} = 4.4 / 100 = 0.044\text{cm}$$

となる。

以上のような k と k_{stat} または q と q_{stat} の違いは、定性的には次のように説明することができる。Randolph and Wroth(1981)⁵⁾は、軸力を受ける摩擦杭の周辺地盤の変形は単純せん断変形に近いことを述べている(図8.17)。したがって、周面摩擦が最大値 τ_{\max} に達した時の杭周面に隣接する土要素のせん断ひずみを γ_q 、地盤のせん断剛性を G とすると、 τ_{\max} と γ_q の関係は次式で与えられる。

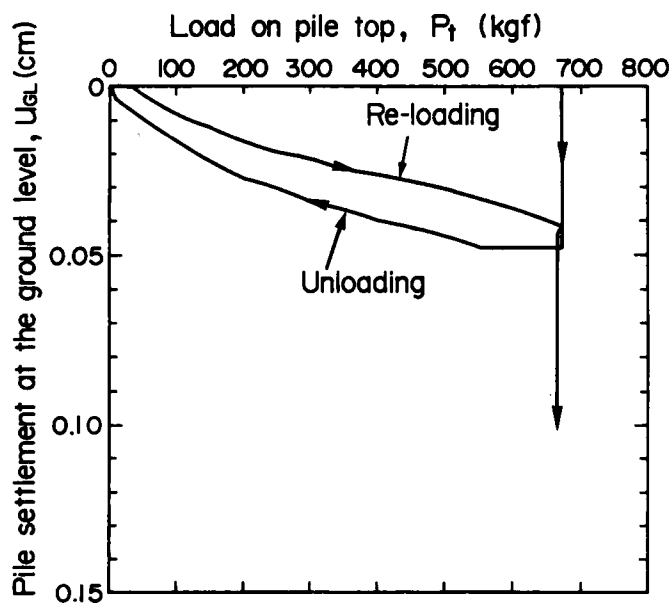


図 8.15 静的載荷試験結果

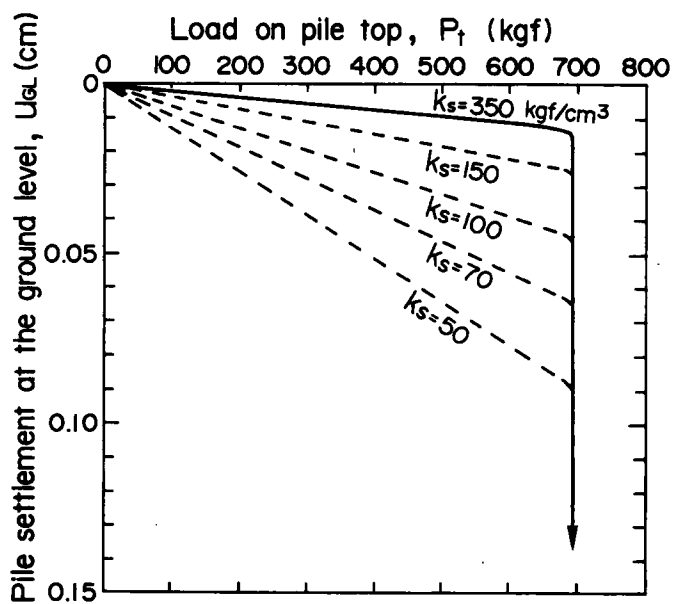


図 8.16 杭の荷重-変位に関する有限要素解析結果

$$\tau_{\max} = G \cdot \gamma_q \quad (8.14)$$

周面摩擦の動員性を図8.3(a) のような弾・塑性型モデルで表現した場合、 q は杭と土との相対変位量 q_δ と地盤のせん断変形量 q_γ の和となる。すなわち、式(8.1) は次のように表現される。

$$k = \frac{\tau_{\max}}{q} = \frac{\tau_{\max}}{q_\delta + q_\gamma} \quad (8.15)$$

上杉・岸田・小西・矢島(1984)⁶⁾は、鋼材と砂との間のせん断試験を行い、最大摩擦が発揮されるまでは、砂と鋼材間の相対すべりはほとんど生じないことを示している。珪藻泥岩の場合にも同様であるとすれば、 $q_\delta=0$ であり、 τ_{\max} が発揮されるまでの杭変位量 q は地盤のせん断変形量 q_γ に等しい。

図8.18 は、杭が鉛直载荷を受けた場合の地盤の変形を模式的に示したものである⁷⁾。地盤が弾性体であるとする、杭载荷による地盤内の応力変化ならびに変形は、杭から無限に離れた点においても生ずる。これは、杭を载荷した場合、無限の沈下量が生ずることを意味している。このことは、実際の現象と矛盾するものである。したがって、せん断応力が無視できるようになる杭からの距離 r_{stat} が存在するものと仮定することが許されるものと考えられる[Cooke and Price(1973)⁹⁾]。一方、杭を打撃した場合には、静的载荷における影響半径 r_{stat} とは異なる動的な影響半径 r が存在する。杭のある点に打撃応力波が到達してからその点が q だけ変位するまでの時間を t_q とすると、動的な影響半径 r は次式で与えられる。

$$r = c_s \cdot t_q \quad (8.16)$$

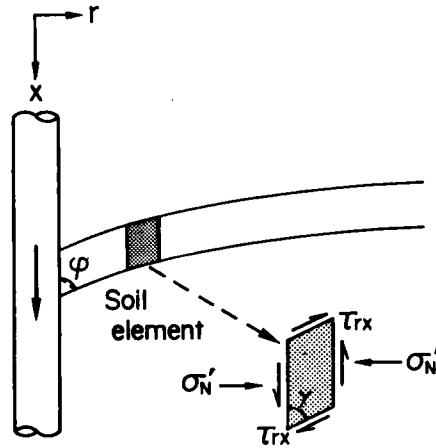
ここで、 c_s は地盤のせん断波伝播速度である。

いま、動的な最大摩擦 τ_{\max} と静的な最大摩擦 $(\tau_s)_{\max}$ が等しいものと仮定すれば、杭が静的に q_{stat} だけ変位した場合と動的に q だけ変位した場合の杭周面に隣接する土要素のせん断ひずみ γ_q は等しい[式(8.14)]。すなわち、図8.18 に示す角度 ϕ は、静的载荷と動的载荷の場合で等しくなる。したがって、次式の関係が得られる。

$$q_{\text{stat}} = \frac{r_{\text{stat}}}{r} \cdot q \quad (8.17)$$

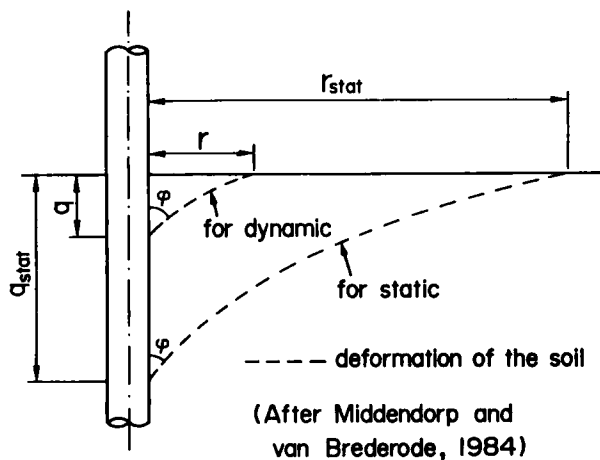
ここで、 $k = \tau_{\max}/q$ および $k_{\text{stat}} = \tau_{\max}/q_{\text{stat}}$ の関係があることから、上式は次式のように表わすことができる。

$$k_{\text{stat}} = \frac{r}{r_{\text{stat}}} \cdot k \quad (8.18)$$



(After Randolph and Wroth, 1981)

図 8.17 杭周辺地盤の変形と応力



(After Middendorp and van Brederode, 1984)

図 8.18 杭周辺地盤の変形と影響半径

表 8.3 影響半径の計算結果

h (cm)	$\sigma_p(0,0)$ (kgf/cm ²)	$v(0,0)$ (cm/sec)	$t_q=q/v(0,0)$ (m sec)	$r=c_s \cdot t_q$ (cm)†	r/r_{stat} ††	k_{stat} (kgf/cm ³)	q_{stat} (cm)
50	1140	275.7	0.0456	10.49	0.300	105	0.0419
40	907	219.2	0.0574	13.20	0.377	132	0.0333
30	756	182.8	0.0688	15.82	0.452	158	0.0278

N.B. The values of $\tau_{max}=4.4\text{kgf/cm}^2$, $k=350\text{kgf/cm}^3$, $q=0.0126\text{cm}$ have been evaluated from pile-driving tests.

† The shear wave velocity $c_s=2300\text{ m/sec}$ is used for the diatomaceous mudstone.

†† $r_{stat}=2.5\lambda(1-\nu)=35\text{cm}$ (ν is assumed to be 0.3)

式(8.18)の關係を用いて、動的に評価した k から靜的な値 k_{stat} を求めることができる。
 Randolph and Wroth(1978)¹⁰⁾によれば、

$$r_{stat} = 2.5\lambda(1-\nu) \quad (8.19)$$

と近似できる。ここで λ は杭の根入れ長、 ν は地盤のポアソン比である。

以下では、式(8.16)、式(8.18)、式(8.19)の關係を用いて k_{stat} の試算を行う。靜的載荷試験においては、 $\lambda=20\text{cm}$ (図8.8)である。珪藻泥岩のポアソン比 ν を0.3とすると、式(8.19)より $r_{stat}=35\text{cm}$ となる。次に動的な影響半径 r を求める際に必要な t_q の評価においては、次の關係を用いることにする。

$$t_q = \frac{q}{v(0,0)} \quad (8.20)$$

ここで、 $v(0,0)$ はハンマの打撃によって杭頭に生ずる変位速度であり、 $v(0,0)=\sigma_f(0,0)/\rho c$ として求められる。珪藻泥岩の縦波速度 c_p は、超音波速度測定によれば $c_p=3700\text{m/sec}$ である。せん断速度 $c_s=c_p/\sqrt{2(1+\nu)}$ の關係を用いて評価すれば、 $c_s=2300\text{m/sec}$ となる(ただし、 $\nu=0.3$ と仮定した)。

表8.3は、ハンマの落下高さ h が、それぞれ50cm(図8.9)、40cm(図8.11)、30cm(図8.12)の打撃試験の実測結果から r および r/r_{stat} を評価した結果である。 r_{stat} の値としては、式(8.19)において $\lambda=20\text{cm}$ 、 $\nu=0.3$ として求まる $r_{stat}=35\text{cm}$ を用いた。動的な影響半径 r の値は、およそ10cmから16cmであり、 r/r_{stat} の値は0.3～0.45である。動的な k の値は 350kgf/cm^3 であるため、 $k_{stat}=105\sim160\text{kgf/cm}^3$ となる[式(8.18)]。図8.15に示した靜的載荷試験結果を良く説明し得る k_{stat} の値はおよそ 100kgf/cm^3 であることから(図8.16を参照)、式(8.16)から式(8.20)に示したような k_{stat} の評価法は、定性的に妥当なものであると考えられる。

杭を地盤に打設した後の杭の荷重－沈下關係は、杭の許容支持力を決定する上で非常に重要な要因である。本節で示された方法によって、杭打ち中に評価した周面摩擦パラメータから、杭打設後の靜的な荷重－沈下關係を予測できる可能性が提示された。

8. 4 結 語

本章では、周面摩擦特性を表すパラメータを、“等価剛塑性周面摩擦”の概念を用いて評価する方法について述べた。

また、この周面摩擦パラメータの逆解析法を珪藻泥岩を用いた室内杭打ち試験に適用した。その結果、ある一つの打撃試験において評価したパラメータを用いて、他の打撃試験における応力波形のみならず、杭の時間-変位関係をも良く予測することができた。さらに、動的に求めた周面摩擦パラメータから静的な杭の荷重-沈下関係を予測する方法を定性的に提示した。

第6章から本章に述べた方法は、ハンマの自由落下によって杭を直接打撃する杭打ち方式に適用されるものであるが、本質的にはパイルキャップを用いた打撃方式やディーゼル・ハンマなどを用いる他の杭打ち方式にも適用することができるものである。ただし、杭頭での応力の反射・透過の取扱いが複雑なものとなる。次章では、応力波形の測定を杭の2点で行うことによって、杭頭での境界条件を容易に扱える方法について述べる。

参考文献

- 1) Hirsch, T.J., Carr, L. and Lowery, L.L., Jr.(1976): "Pile Driving Analysis Wave Equation User's Manual," U.S. Department of Transportation.
- 2) 藤野智幸・松本樹典・館克彦・坂井禎・西田義親(1984) : 「反射応力波法による動的周面摩擦の評価」、第19回土質工学研究発表会, pp.997-980.
- 3) Nishida, Y., Sekiguchi, H. and Matsumoto, T. (1985): "Characterization of Skin Friction at the Pile-Soil Interface by Inverse Analysis of Stress Waves," Proc. 5th Int. Conf. Numerical Methods in Geomechanics, Nagoya, Vol.1, pp.437-444.
- 4) 狩野三郎(1971): 機械設計便覧、第2版、共立出版、724pp.
- 5) Randolph, M.F. and Wroth, C.P.(1981): "Application of the Failure State in Undrained Simple Shear to the Shaft Capacity of Driven Piles," Géotechnique 31, No.1, pp.143-157.
- 6) 上杉守道・岸田英明・小西達也・矢島淳二 (1984) : 「粒子破碎を伴う砂と鋼材間の摩擦」、第19回土質工学会研究発表会, pp. 383-384.
- 7) Middendorp, B. and van Brederode, P.J.(1984): "Skin Friction Models for Sand from Static and Dynamic Laboratory Load Tests," Proc. 2nd Int. Conf. Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.210-217.
- 8) Appendino, M.(1984): "Prediction of Static Ultimate Resistance from Pile Driving," Proc. 1st Int. Conf. Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.273-294.
- 9) Cooke, R.W. and Price, G. (1973): "Strains and Displacements around Friction Piles," Proc. 8th ICSMFE, Moscow, U.S.S.R., Vol.2. 1, pp.53-61.
- 10) Randolph, M.F. and Wroth, C.P.(1978): "Analysis of Deformation of Vertically Loaded Piles," J. Geotech. Div., ASCE, Vol.104, No. GT12, pp.1465-1488.

第9章 2点ゲージ法を用いた応力波測定による杭支持力評価

9.1 緒言

前章では、杭体のある1点に設置したひずみゲージによって測定した応力波形を一次元波動理論に基づいて解析することで、ハンマと杭の動的挙動や地盤特性を評価する方法の妥当性が検証された。ただし、前章では、弾性体であるハンマがクッションやパイルキャップなどを介さずに直接に杭を打撃する場合を想定している。しかし、ディーゼルハンマを使用する際には、杭頭にクッション材、パイルキャップを設置する上、杭頭には単にラムの衝突による打撃力だけではなくシリンダ内のガス圧も作用する。スチームハンマやエアハンマを用いる場合にも、アンビルを介してラムの打撃が杭頭に作用する¹⁾。ディーゼルハンマ、スチームハンマ、エアハンマを用いる場合、ラム、クッションキャップ、アンビル、杭、地盤を含めてそれらの杭打ち時の動的挙動を一次元波動理論によって解析することは容易なことではなくなる。しかしながら、杭頭の境界条件すなわち杭頭応力の時間的変化を何らかの方法で知ることができれば、第6章で述べた一次元波動理論を用いて容易に杭体内の応力波伝播の解析を行うことができる。

森田・宇都・冬木・森原(1973)²⁾は、1組のひずみゲージの出力を距離に関して差分することにより、弾性棒状体の加速度の測定を試みている。棒の任意の点の応力、速度、変位の時間的変化を棒の2箇所での応力波形を測定することによって求める方法が、Lundberg and Henchoz(1977)³⁾と柳原(1977)⁴⁾によってそれぞれ同時に提案されている。これらの方法を以後“2点ゲージ法”と呼ぶ。柳原・斎藤(1979)⁵⁾は、ポンチの衝撃的な打抜き力と被加工材へのポンチのくい込み量との関係を2点ゲージ法によって求めている。

本章では、2点ゲージ法を杭打ちに適用する方法について述べる。2点ゲージ法を用いることによって杭頭の境界条件を知ることができるため、打撃方法に関わらず杭と地盤の動的相互作用を一次元波動理論によって直接的に評価することが可能となる。Lundberg and Henchoz(1977)³⁾と柳原(1977)⁴⁾は、2点ゲージ法によって、棒中の応力、速度、変位を評価する方法のみを示している。2点ゲージ法を用いると、次節で示すように、杭頭に与えられる仕事量、杭のひずみエネルギーと運動エネルギー、杭の貫入に有効に使われる仕事量を評価することができる。したがって、これらの間のエネルギー収支から杭支持力を評価することも可能となる。これに加えて、杭頭応力、変位などに及ぼすハンマの落下高さ、クッションの性状などの影響を間接的に評価することができる。

以上のように2点ゲージ法を用いることにより、杭支持力評価を含めた総合的な杭打ち管理を行うことが可能となる。

9. 2 2点ゲージ法における解析モデル

図9.1は、2点ゲージ法における解析モデルを示したものである。図9.1に示すように、杭頭に近い2点に第1ゲージ点 G_1 と第2ゲージ点 G_2 を設置する。第1ゲージと第2ゲージ点の杭頭からの距離をそれぞれ L_{g1} 、 L_{g2} とする。長さ L の杭が λ の深さまで根入れされており、打撃の前には杭は静止している。このような杭の頭部に何らかの方法に衝撃力を加え、杭を地盤に貫入させる。杭が地盤に貫入する際には、周面摩擦 τ と先端抵抗 σ_b が発揮される。

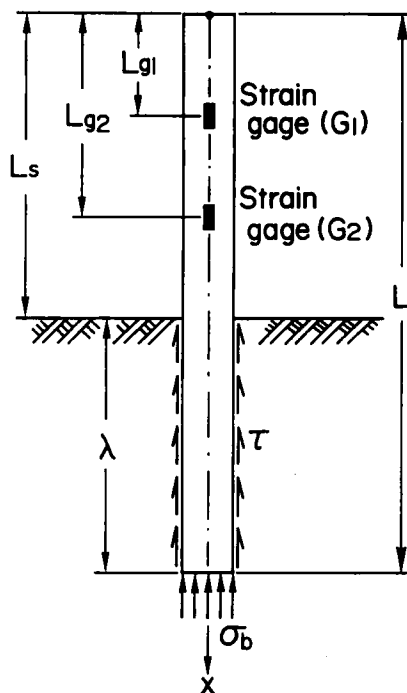


図9.1 2点ゲージ法における解析モデル

9. 3 2点ゲージ法の基礎理論

2点ゲージ法は、摩擦杭の支持力評価に対しても適用することができる。しかし、ここでは、先端支持杭 ($\tau=0$, $\sigma_b \neq 0$) における2点ゲージ法の基礎理論について説明する。

6. 2で述べた一次元波動理論によると、先端支持杭においては、杭頭に発生した下降波（進行波） σ_f は、その大きさを変えずに伝播速度 c で杭先端まで伝播する。同様に杭先端での上昇波（後退波） σ_g は、その大きさを変えずに杭頭まで伝播する。杭体の2点で測定した応力波形から以下に説明するように、下降波 σ_f と上昇波 σ_g を分離して求めることができる。

9. 3. 1 応力波の分離（下降波と上昇波）

ある時刻 t における第1ゲージ点の応力 $\sigma(L_{g1}, t)$ と第2ゲージ点の応力 $\sigma(L_{g2}, t)$ は、重

ね合わせの原理により、次のように表わされる [図9.2(a)]。

$$\sigma(L_{g1}, t) = \sigma_f(L_{g1}, t) + \sigma_g(L_{g1}, t) \quad (9.1)$$

$$\sigma(L_{g2}, t) = \sigma_f(L_{g2}, t) + \sigma_g(L_{g2}, t) \quad (9.2)$$

時刻 $t=t$ に第1ゲージ点を通過する下降波 $\sigma_f(L_{g1}, t)$ は、時刻 $t=t+(L_{g2}-L_{g1})/c$ に第2ゲージ点に到達する [図9.2(b)]。したがって、第2ゲージ点を通過する下降波 $\sigma_f(L_{g2}, t)$ は、次のように表わすことができる。

$$\sigma_f(L_{g2}, t) = \sigma_f(L_{g1}, t - T_{12}) \quad (9.3)$$

ここで、 T_{12} は応力波が第1ゲージ点から第2ゲージ点まで伝播するのに必要な時間間隔であり、次式で与えられる。

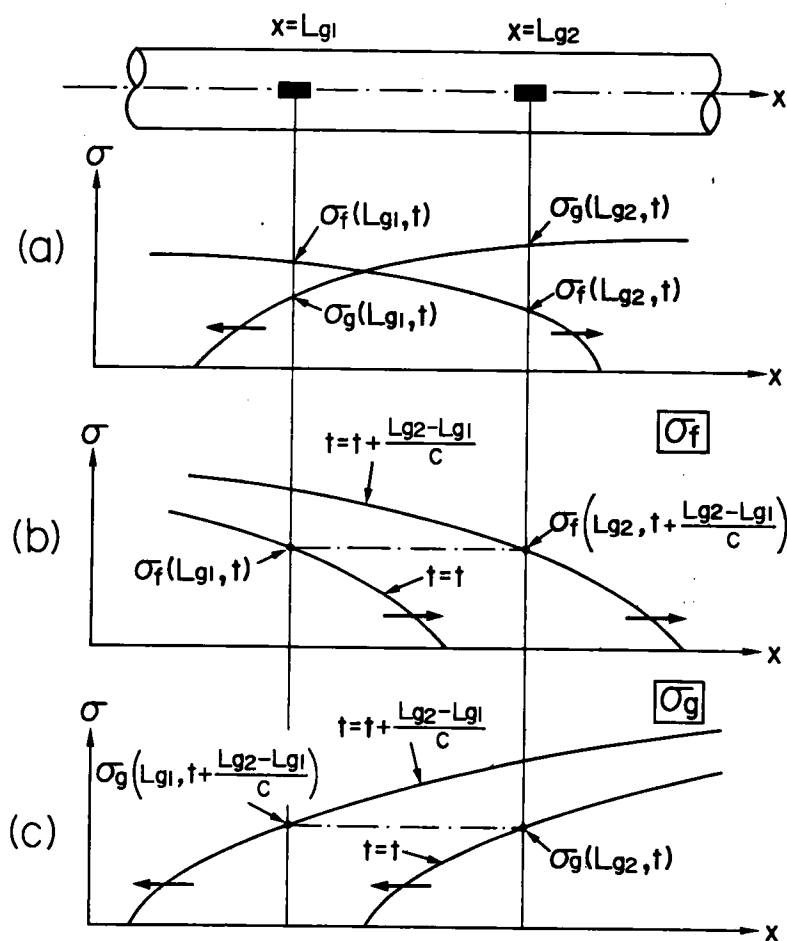


図9.2 杭中の進行波 σ_f と後退波 σ_g の伝播

$$T_{12} = (L_{g2} - L_{g1}) / c \quad (9.4)$$

第1ゲージ点と第2ゲージ点の後退波 σ_g についても、次の関係が成り立つ [図9.2(c)]。

$$\sigma_g(L_{g2}, t) = \sigma_g(L_{g1}, t + T_{12}) \quad (9.5)$$

式(9.2)に式(9.3)および式(9.5)を代入すると、

$$\sigma(L_{g2}, t) = \sigma_f(L_{g1}, t - T_{12}) + \sigma_g(L_{g1}, t + T_{12}) \quad (9.6)$$

式(9.1)より、

$$\sigma_f(L_{g1}, t) = \sigma(L_{g1}, t) - \sigma_g(L_{g1}, t) \quad (9.7)$$

また、式(9.6)より、

$$\sigma_g(L_{g1}, t) = \sigma(L_{g2}, t - T_{12}) - \sigma_f(L_{g1}, t - 2T_{12}) \quad (9.8)$$

式(9.7)と式(9.8)より、次式が得られる。

$$\sigma_f(L_{g1}, t) = \sigma(L_{g1}, t) - \sigma(L_{g2}, t - T_{12}) + \sigma_f(L_{g1}, t - 2T_{12}) \quad (9.9)$$

あらためて、第1ゲージ点の下降波 $\sigma_f(L_{g1}, t)$ と上昇波 $\sigma_g(L_{g1}, t)$ を明記すると、

$$\underline{\sigma_f(L_{g1}, t) = \sigma(L_{g1}, t) - \sigma(L_{g2}, t - T_{12}) + \sigma_f(L_{g1}, t - 2T_{12})} \quad (9.10)$$

$$\underline{\sigma_g(L_{g1}, t) = \sigma(L_{g2}, t - T_{12}) - \sigma_f(L_{g1}, t - 2T_{12})} \quad (9.11)$$

杭を打撃する以前には、杭は静止している。すなわち、ハンマと杭が衝突した時点を $t=0$ とすれば、 $t=0$ の初期条件としては、 $\sigma(L_{g1}, 0)=0$ 、 $\sigma(L_{g2}, 0)=0$ 、 $\sigma_f(L_{g1}, 0)=0$ である。このような初期条件がわかっているため、式(9.10)と式(9.11)を用いることにより、第1ゲージ点で測定した応力波形 $\sigma(L_{g1}, t)$ と第2ゲージ点で測定した応力波形 $\sigma(L_{g2}, t)$ から第1ゲージ点の下降波 $\sigma_f(L_{g1}, t)$ と上昇波 $\sigma_g(L_{g1}, t)$ を分離して求めることができる。

以上のように求めた $\sigma_f(L_{g1}, t)$ と $\sigma_g(L_{g1}, t)$ から杭体の任意点の応力、速度、変位、エネルギーおよび杭頭に与えられる仕事量、杭の貫入に使われる仕事量を算定することが可能となる。

9. 3. 2 杭体中の応力

杭体中の任意の点($x=x$) のある時刻 t での応力 $\sigma(x,t)$ は、重ね合わせの原理により、次式で表わされる。

$$\sigma(x,t) = \sigma_f(x,t) + \sigma_g(x,t) \quad (9.12)$$

また、 $\sigma_f(x,t)$ と $\sigma_g(x,t)$ は第1ゲージ点 G_1 における下降波および上昇波を用いて、次のように表わすことができる。

$$\sigma_f(x,t) = \sigma_f(L_{g1}, t - T_{1x}) \quad (9.13)$$

$$\sigma_g(x,t) = \sigma_g(L_{g1}, t + T_{1x}) \quad (9.14)$$

ただし、

$$T_{1x} = (x - L_{g1}) / c \quad (9.15)$$

したがって、

$$\sigma(x,t) = \sigma_f(L_{g1}, t - T_{1x}) + \sigma_g(L_{g1}, t + T_{1x}) \quad (9.16)$$

杭頭応力

杭頭($x=0$) の応力 $\sigma(0,t)$ は、式(9.16) において $x=0$ とすることにより、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma(0,t) &= \sigma_f(0,t) + \sigma_g(0,t) \\ &= \sigma_f\left(L_{g1}, t + \frac{L_{g1}}{c}\right) + \sigma_g\left(L_{g1}, t - \frac{L_{g1}}{c}\right) \end{aligned} \quad (9.17)$$

杭頭応力の時間変化は、ハンマから杭に伝わる打撃エネルギーを算定する上で重要なものである。

先端支持力

杭先端($x=L$) の応力は、式(9.15) と式(9.16) において $x=L$ として与えられる。杭先端の応力 $\sigma(L,t)$ は図6.8に示したように、杭先端地盤抵抗 $\sigma_b(t)$ に等しいものである。

9. 3. 3 杭体中の粒子速度と変位

応力と粒子速度の間には、式(6.25) ($\sigma_f = \rho c v_f$) と式(6.26) ($\sigma_g = -\rho c v_g$) の関係が成り立つため、杭体中の任意点 ($x=x$) のある時刻 t での粒子速度 v は、第1ゲージ点での σ_f と σ_g を用いて次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} v(x, t) &= \frac{1}{\rho c} \{ \sigma_f(x, t) - \sigma_g(x, t) \} \\ &= \frac{1}{\rho c} \{ \sigma_f(L_{g1}, t - T_{1X}) - \sigma_g(L_{g1}, t + T_{1X}) \} \end{aligned} \quad (9.18)$$

変位 u は、粒子速度 v を時間 t について積分することにより、次式で与えられる。

$$u(x, t) = \frac{1}{\rho c} \int_0^t \{ \sigma_f(x, t) - \sigma_g(x, t) \} dt \quad (9.19)$$

特に、杭頭 ($x=0$) の粒子速度および変位は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} v(0, t) &= \frac{1}{\rho c} \{ \sigma_f(0, t) - \sigma_g(0, t) \} \\ &= \frac{1}{\rho c} \left\{ \sigma_f \left(L_{g1}, t + \frac{L_{g1}}{c} \right) - \sigma_g \left(L_{g1}, t - \frac{L_{g1}}{c} \right) \right\} \end{aligned} \quad (9.20)$$

$$\begin{aligned} u(0, t) &= \int_0^t \{ \sigma_f(0, t) - \sigma_g(0, t) \} dt \\ &= \frac{1}{\rho c} \int_0^t \left\{ \sigma_f \left(L_{g1}, t + \frac{L_{g1}}{c} \right) - \sigma_g \left(L_{g1}, t - \frac{L_{g1}}{c} \right) \right\} dt \end{aligned} \quad (9.21)$$

杭頭の粒子速度 $v(0, t)$ は、杭頭応力とともに、ハンマから杭に伝えられる打撃エネルギーを算定するのに必要となる。

9. 3. 4 エネルギーの算定

杭体のひずみエネルギー U_{SP} と運動エネルギー U_{KP}

杭の微小区間 dx の持つひずみエネルギー dU_{SP} は、次式で与えられる。

$$dU_{SP} = \frac{1}{2} \cdot A \cdot \frac{\sigma^2(x,t)}{E} dx \quad (9.22)$$

したがって、時刻 t に杭全体の持つひずみエネルギー U_{SP} は、式(9.22)を杭長 L で積分することにより、次式で与えられる。

$$U_{SP} = \frac{A}{2E} \int_0^L \sigma^2(x,t) dx \quad (9.23)$$

杭の微小区間 dx の持つ運動エネルギー dU_{KP} と杭全体の持つ運動エネルギー U_{KP} は、以下のようである。

$$dU_{KP} = \frac{1}{2} \cdot A \cdot \rho \cdot v^2(x,t) dx \quad (9.24)$$

$$U_{KP} = \frac{A\rho}{2} \int_0^L v^2(x,t) dx \quad (9.25)$$

杭の持つ全エネルギー U_P は、ひずみエネルギー U_{SP} と運動エネルギー U_{KP} の和である。

$$U_P = U_{SP} + U_{KP} \quad (9.26)$$

式(9.23)における $\sigma(x,t)$ は、式(9.16)で与えられる。また、式(9.25)の $v(x,t)$ は式(9.18)で与えられる。すなわち、第1ゲージ点における下降波 $\sigma_f(L_{g1}, t)$ と上昇波 $\sigma_g(L_{g1}, t)$ から杭の持つエネルギーを算定することができる。

打撃エネルギー

杭頭におけるPower trasmission dW_o を次のように定義する。

$$dW_o = A \cdot \sigma(0,t) \cdot v(0,t) dt \quad (9.27)$$

打撃時($t=0$) からある時刻 t までの間にハンマの衝突により杭に与えられた打撃エネルギー W は、式(9.27)を時間 t に関して積分することにより得られる。

$$W_o = A \int_0^t \sigma(0,t) \cdot v(0,t) dt \quad (9.28)$$

$\sigma(0,t)$ および $v(0,t)$ は、それぞれ式 (9.17)、式 (9.20) で与えられる。

貫入エネルギー

先端支持杭の杭先端 ($x=L$) が微小時間 dt の間に地盤に貫入するときになす仕事 dW_{PS} は、

$$dW_{PS} = A \cdot \sigma(L,t) \cdot v(L,t) dt \quad (9.29)$$

で得られる。したがって、時刻 t における貫入エネルギー $W_{PS(t)}$ は、次式で与えられる。

$$W_{PS} = A \int_0^t \sigma(L,t) \cdot v(L,t) dt \quad (9.30)$$

9. 3. 5 エネルギー収支に基づく支持力算定

2点ゲージ法によれば、杭の最終貫入量 S_f とそれまでに杭の貫入によって消費された仕事量 W_{PS} を、それぞれ式 (9.19) と式 (9.30) を用いて評価できる。したがって、エネルギー収支から求まる支持力 R は、次式で与えられる。

$$R = \frac{(W_{PS})_f}{S_f + (C/2)} \quad (9.31)$$

ここで、 $(W_{PS})_f$ は杭が最終貫入量 S_f に達するまでに杭の貫入によってなされた仕事量、 C は杭頭のリバウンド量である。

式 (9.31) で定義される支持力 R は、杭が最終貫入量 S_f に達するまでの平均的な地盤抵抗とみなされるものであって、これは Hiley 式に代表される動的支持力公式における仮定と同様である。動的支持力公式においては、杭貫入に使われるエネルギーをハンマの落下エネルギー $U_o (=W_H \cdot h)$ またはそれに打撃効率 e_f を考慮した値としている。しかし一方、2点ゲージ法においては、実際に杭貫入に使われたエネルギー W_{PS} から支持力を算定している。動的支持力公式におけるハンマの打撃効率 e_f は、ハンマの種類、クッションの材質、パイルキャップの有無によって大きく変化する。Lucieer (1984)⁶⁾ は、単動式ディーゼルハンマの場合 $e_f = 0.5 \sim 1.0$ であると述べているが、杭打ちの際に e_f の値を正確に評価することは非常に困難である。しかし、2点ゲージ法によれば、ハンマの打撃方法に関わらず、直接に杭の貫入に使われたエネルギー W_{PS} を求めることができるため、エネルギー収支からの支持力を個々の杭打ち条件に即して評価することができる。

9. 4 2点ゲージ法の摩擦支持杭への適用

前節で示したように、先端支持杭の場合、2点ゲージ法によって杭体の応力、粒子速度、変位に加えて、先端支持力、杭に伝達された打撃エネルギー、杭体のエネルギーを求めることができる。特に杭の沈下予測に必要な杭先端での荷重-変位関係を2点ゲージ法によって測定応力波形から直接に求めることができる。しかし一方、周面摩擦杭の場合には、杭体中を伝播する応力波は、根入れ区間において周面摩擦が作用するため、その大きさが変化しながら杭体中を伝播する。したがって、杭頭に近い2点に設置したひずみゲージ(図9.1) からでは、根入れ部の杭の動的挙動を直接求めることはできない。しかし、摩擦杭においても地表面より上の杭部分($0 \leq x \leq L_s$)には地盤抵抗が作用していないため、地表面より上の杭部分の挙動を2点ゲージ法によって直接評価することができる。すなわち、杭頭の応力、変位、ハンマより伝達されるエネルギーを、先端支持杭と同様に、2点ゲージ法によって求めることができる。このことを利用すれば、以下に示す方法によって、杭に作用する周面摩擦力と先端抵抗力を含めた全支持力特性を近似的に評価することが可能となる。

周面摩擦が作用する次元波動理論(6.4)によれば、地表面($x=L_s$)における杭の後退波 $\sigma_g(L_s, t)$ は、次式で与えられる(図9.3)。

$$\sigma_g(L_s, t) = \frac{U}{2A} \int_{L_s}^L \tau \left(x, t - \frac{x-L_s}{c} \right) dx + \sigma_g \left(L, t - \frac{\lambda}{c} \right) \quad (9.32)$$

ここで、 A は杭の断面積、 U は周長である。杭先端($x=L$) での後退波 $\sigma_g(L, t - \lambda/c)$ は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma_g \left(L, t - \frac{\lambda}{c} \right) = & \\ - \left\{ \sigma_f \left(L_s, t - \frac{2\lambda}{c} \right) - \frac{U}{2A} \int_{L_s}^L \tau \left(x, t - \frac{\lambda+L-x}{c} \right) dx - \sigma_b \left(t - \frac{\lambda}{c} \right) \right\} & \quad (9.33) \end{aligned}$$

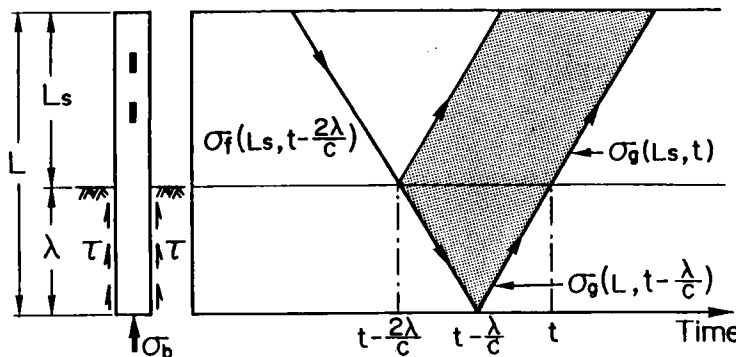


図9.3 周面摩擦による応力波の特性曲線

式(9.32)と式(9.33)より、次式を得る。

$$\begin{aligned}
 A \left\{ \sigma_f \left(L_s, t - \frac{2\lambda}{c} \right) + \sigma_g(L_s, t) \right\} = \\
 \frac{U}{2} \left\{ \int_{L_s}^L \tau \left(x, t - \frac{x-L_s}{c} \right) dx + \int_{L_s}^L \tau \left(x, t - \frac{\lambda+L-x}{c} dx \right) \right\} + A \cdot \sigma_b \left(t - \frac{\lambda}{c} \right) \\
 \equiv F(t)
 \end{aligned} \tag{9.34}$$

式(9.34)における地表面の杭における進行波 σ_f と後退波 σ_g は、2点ゲージ法によって測定応力波形から直接求めることができる。したがって、式(9.34)を用いて求まる力 $F(t)$ を近似的に時刻 t において杭に作用する全抵抗力 $F(t)$ と定義する。

摩擦杭の貫入によって消費されるエネルギー W_{PS} は、厳密には次式で与えられる。

$$W_{PS} = U \int_0^t \int_{L_s}^{L_s+\lambda} \tau(x, t) \cdot v(x, t) dx dt \tag{9.35}$$

しかしながら、周面摩擦 τ の分布や周面摩擦が作用する杭の先端抵抗 σ_b を杭頭に近い2点で測定した応力波形からだけでは求めることができない。しかし、全抵抗力 F を式(9.34)で近似的に評価できるため、摩擦杭の W_{PS} は次式で与えられるものと仮定する。

$$W_{PS} \equiv \int_0^t F(t) \cdot v(L_s, t) dt \tag{9.36}$$

エネルギー収支から求まる摩擦杭の支持力 R は、先端支持杭の場合と同様に次式で定義される。

$$R = \frac{(W_{PS})_f}{S_f + (C/2)} \tag{9.37}$$

ここで、 $(W_{PS})_f$ は、式(9.37)を用いて求まる W_{PS} の最終的な値、 S_f は杭頭の最終沈下量、 C は杭頭のリバウンド量である。

9. 5 2点ゲージ法を用いたモデル杭打ち試験

9. 5. 1 試験装置

図9.4は、2点ゲージ法を用いた杭打ち試験で使用した試験装置およびデータ測定・処理システムを示したものである。これらは、図8.7 で説明したものとほぼ同様である。杭には新たに継目ナシ鋼管を用い、杭頭から20cm および40cm の位置に半導体ひずみゲージを貼り付けて応力測定点（ゲージ点）とした。表9.1 に今回新たに使用した杭とハンマの諸元を示す。

杭の2点でのひずみゲージからの出力は、一たんトランジェント・コンバータに記憶される。記憶されたデータはマイクロ・コンピュータに転送され、2点ゲージ法に従って処理される。応力、変位、エネルギーなどの処理結果は、即座にマイクロ・コンピュータの画面やX-Yプロットに出力される。

表 9.1 杭とハンマの諸元

		Pile	Hammer
Outer diameter	(cm)	2.500	3.000
Inner diameter	(cm)	2.050	0.000
Sectional area	(cm ²)	1.695	7.708
Length	(cm)	100.000	97.000
Mass density	(g/cm ³)	7.379	7.812
Weight	(kgf)	1.251	5.383
Young's modulus	(kgf/cm ²)	2.0×10^6	2.1×10^6
Wave velocity	(m/sec)	5170	5150

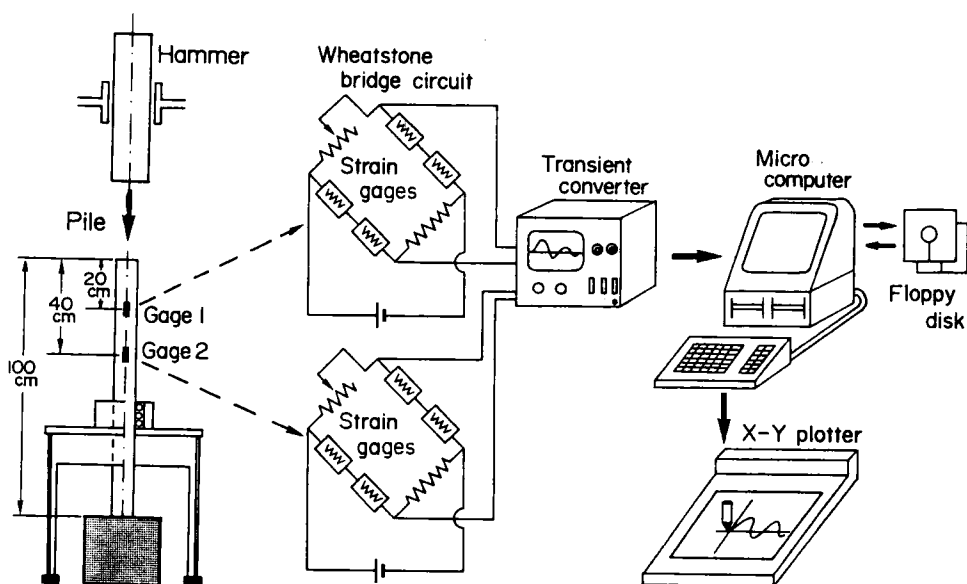


図9.4 2点ゲージ法を用いた打撃試験装置

9. 5. 2 先端支持杭の打撃試験

珪藻泥岩地盤を用いた打撃試験

図9.5に示すように、杭先端に直径30cm、高さ30cmの珪藻泥岩を設置した。また、杭表面にペンを押して、杭表面に印されるペンの線跡によって、杭の最大貫入量 S_{max} を測定した。以上のような試験条件で、ハンマの落下高さ h を変えて杭の打撃を行った。

図9.6は、ハンマの落下高さ h が30cmの杭打ちで測定したゲージ1およびゲージ2の応力波形である。

図9.7は、2点での測定応力波形から2点ゲージ法によってゲージ1での応力 σ を進行波 σ_f と後退波 σ_g に分離した結果である。杭頭でのハンマの打撃によって生じた進行波 σ_f は、時刻 $t=L_{g1}/c=0.039\text{msec}$ にゲージ1に到達する。この進行波 σ_f は、さらに杭体内を下降して時刻 $t=2L/c$ に杭先端に到達し、ここで反射され後退波 σ_g となって、 $t=(2L-L_{g1})/c=0.348\text{msec}$ にゲージ1に到達する。図9.7に示した2点ゲージ法によって求めた σ_f と σ_g は、このような杭中の応力波伝播をよく表している。

図9.8は、ゲージ1で分離した進行波 σ_f と後退波 σ_g から、杭頭($x=0$)の応力 σ 、進行波 σ_f 、後退波 σ_g を求めた結果である。時刻 $t=0$ に進行波が、そして $t=2L/c=0.387\text{msec}$ に後退波 σ_g が立上っていることがわかる。杭頭の応力 σ に注目すると、 $\sigma>0$ の時間と $\sigma=0$ の時間が繰り返されており、4回のハンマの衝突・分離が生じていることがわかる。

図9.9は、杭先端($x=L$)における応力 σ 、進行波 σ_f 、後退波 σ_g を求めたものである。時刻 $t=L/c=0.193\text{msec}$ に杭先端に進行波 σ_f が到達すると同時に後退波 σ_g が発生していることがわかる。杭先端での応力 σ は、先端地盤抵抗 σ_b に等しいものである。最大地盤抵抗応力は、約 180kgf/cm^2 となっている。

図9.10は、2点ゲージ法によって求めた杭先端の時間-変位曲線である。この時間-変位曲線には、杭頭でのハンマと杭の衝突の影響が顕著に現れている。ハンマによる1回の打撃で杭は最大8.3mm貫入し、その後わずかにリバウンドを生じている。ハンマの2回目、3回目、4回目の衝突により、その都度、杭は貫入とリバウンドを繰り返すが、その各1打当りの貫入量、リバウンド量は減小し、4回目の衝突後はほぼ最終貫入量 S_f に達していることがわかる。2点ゲージ法によって評価される最終貫入量 S_f は11.9mmであり、実測の最終貫入量12mmと極めてよく一致している。

図9.11は、杭打撃時にハンマから杭に伝達されるエネルギー W_o 、杭貫入によって消費され

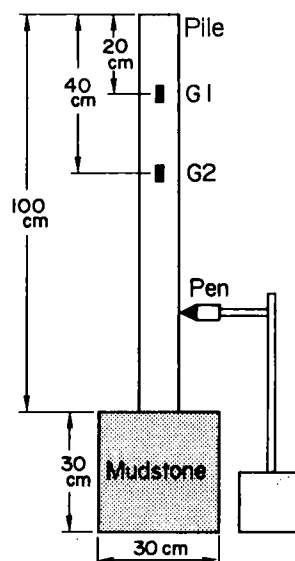


図9.5 先端支持杭と地盤

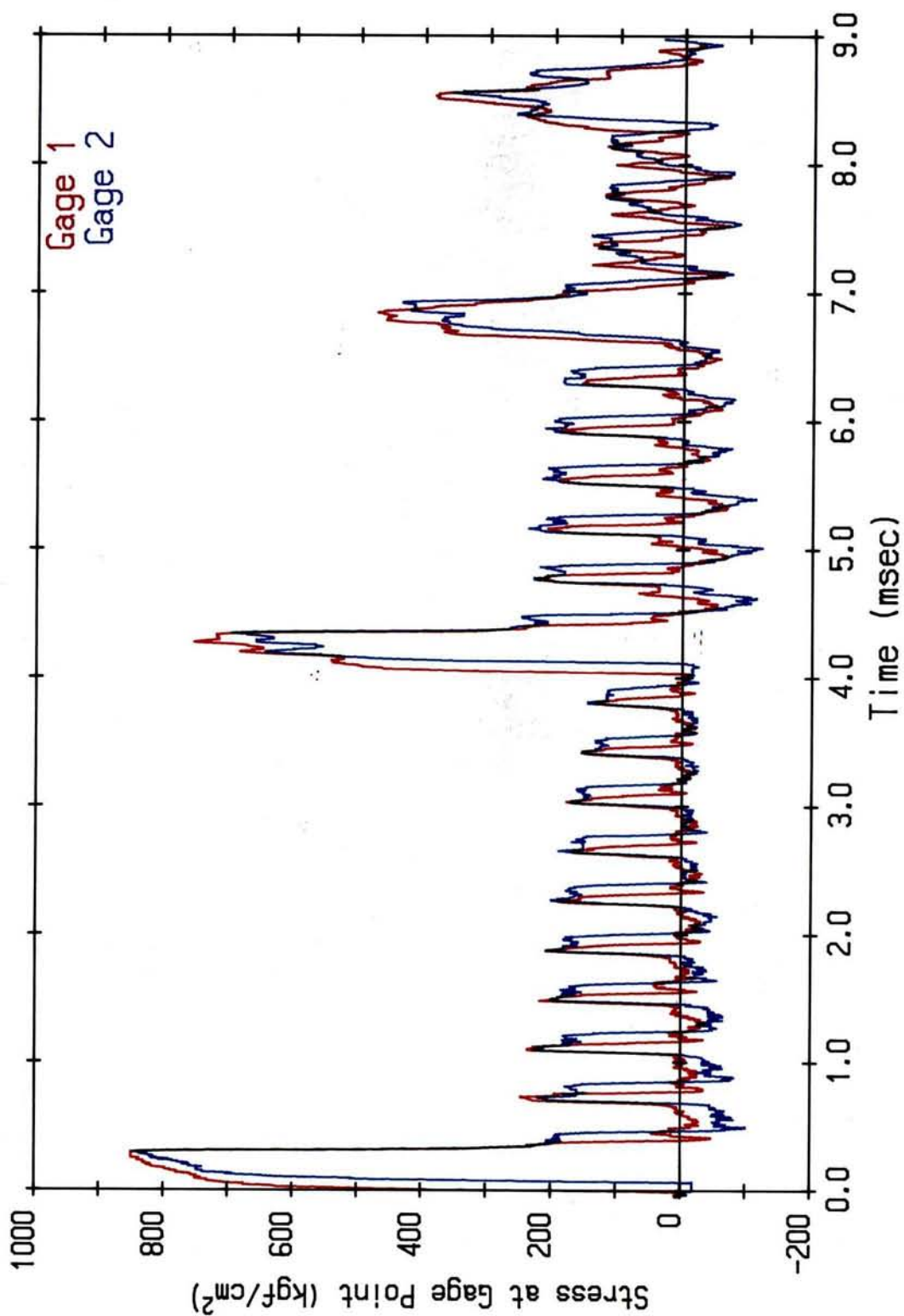


図9.6 ゲージ1とゲージ2での測定応力波形（珪藻泥岩地盤， $h=30\text{ cm}$ ）

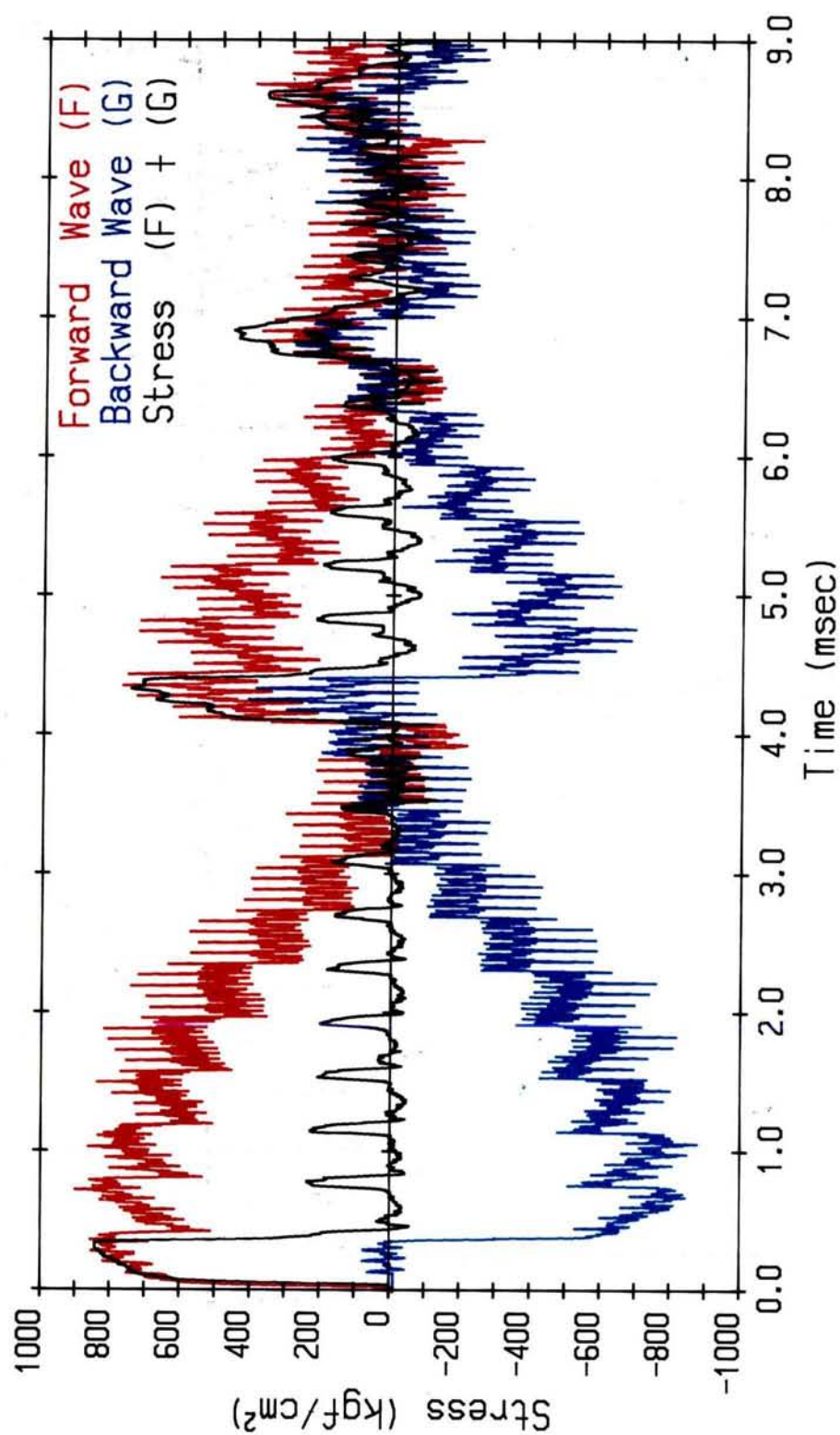


図9.7 ゲージ1での応力 σ , 進行波 σ_f , 後退波 σ_g (珪藻泥岩地盤, $h=30$ cm)

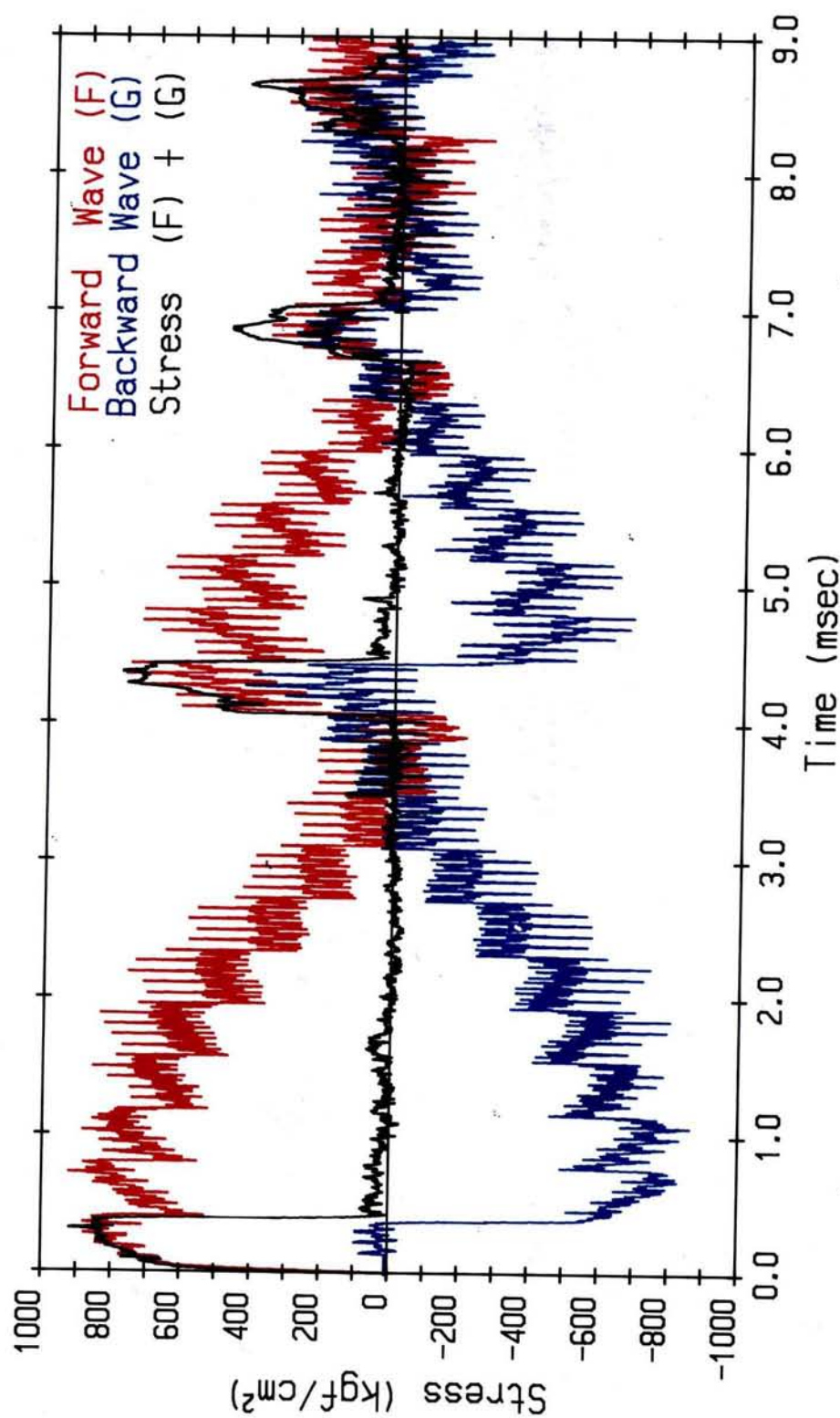


図9.8 杭頭での応力 σ , 進行波 σ_f , 後退波 σ_g (珪藻泥岩地盤, $h=30$ cm)

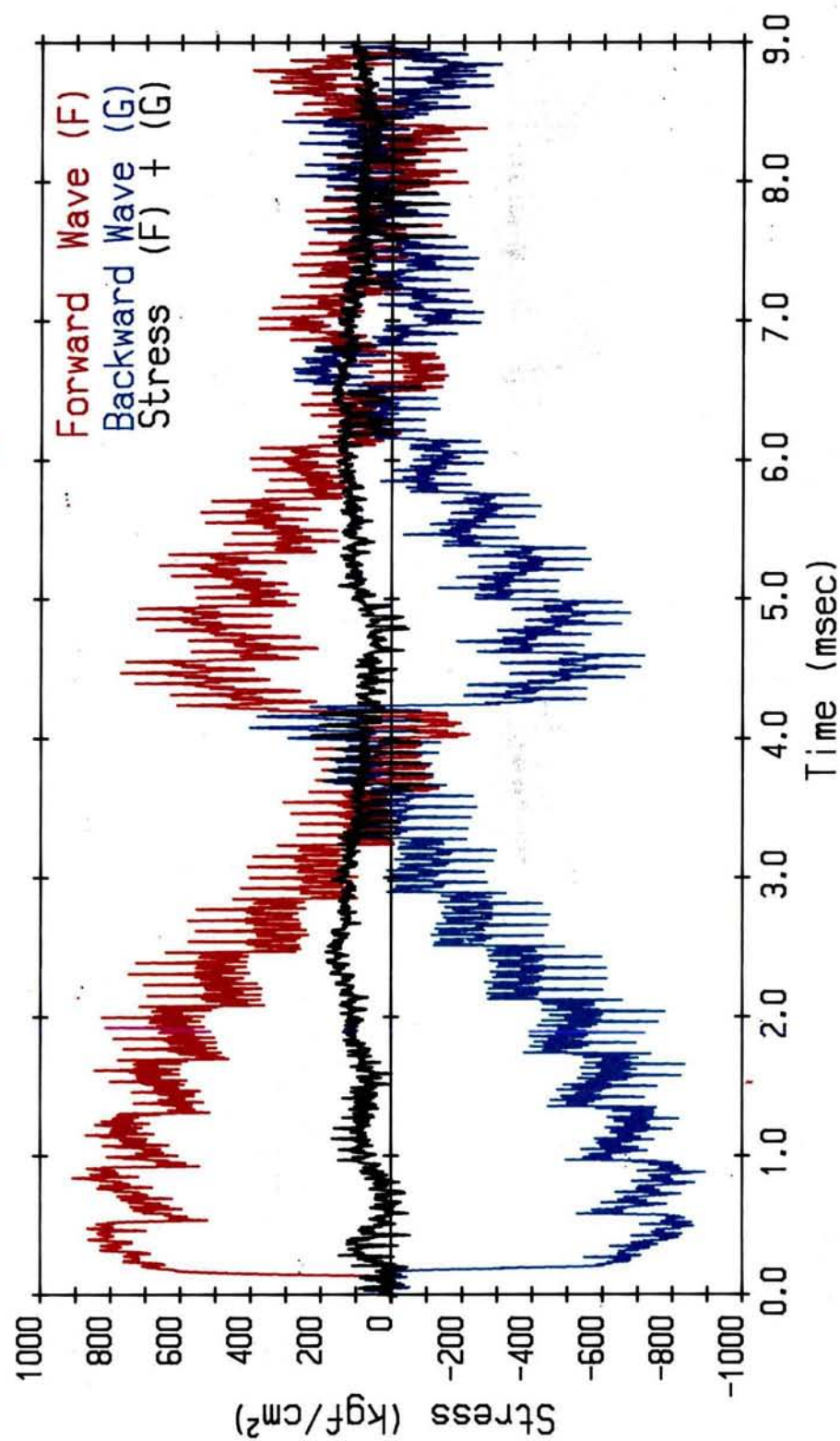


図9.9 杭先端での応力 σ ，進行波 σ_f ，後退波 σ_g （珪藻泥岩地盤， $h=30$ cm）

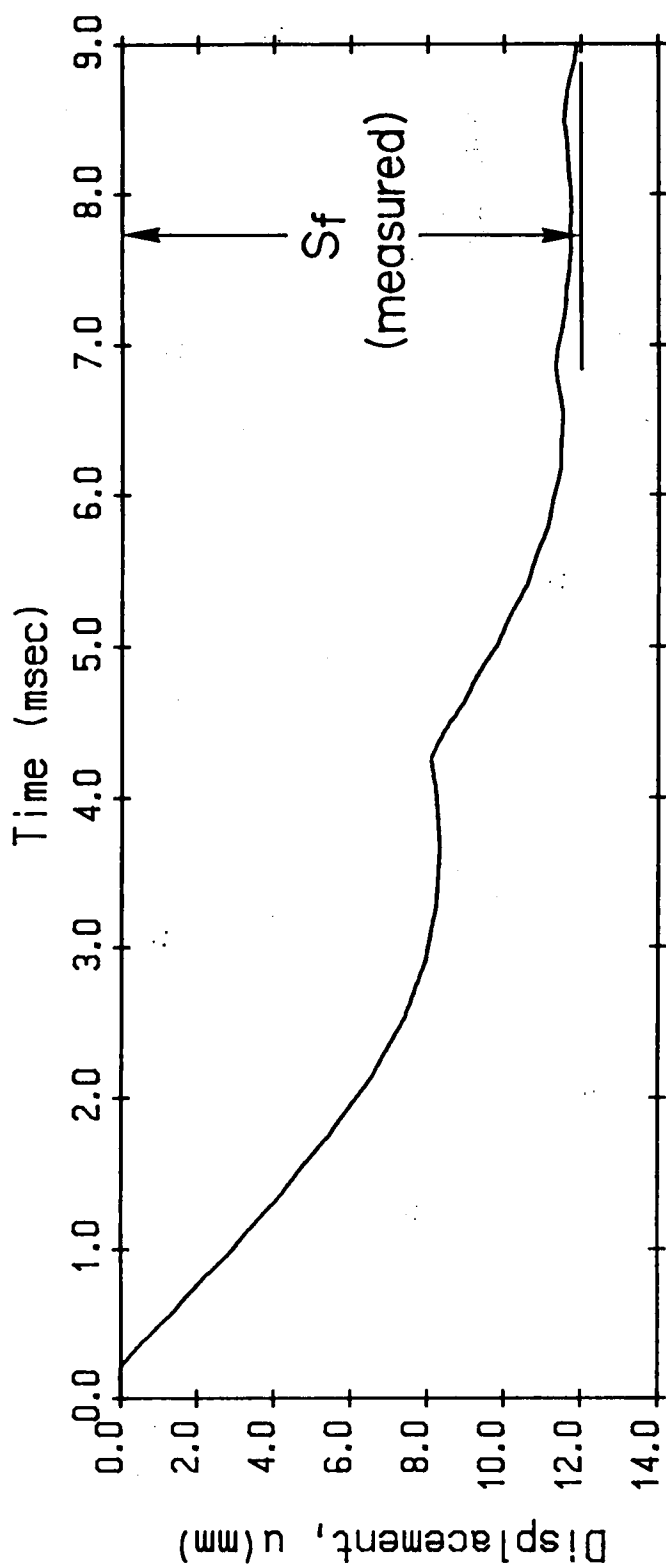


図 9.10 杭先端での時間—変位曲線（珪藻泥岩地盤， $h=30\text{ cm}$ ）

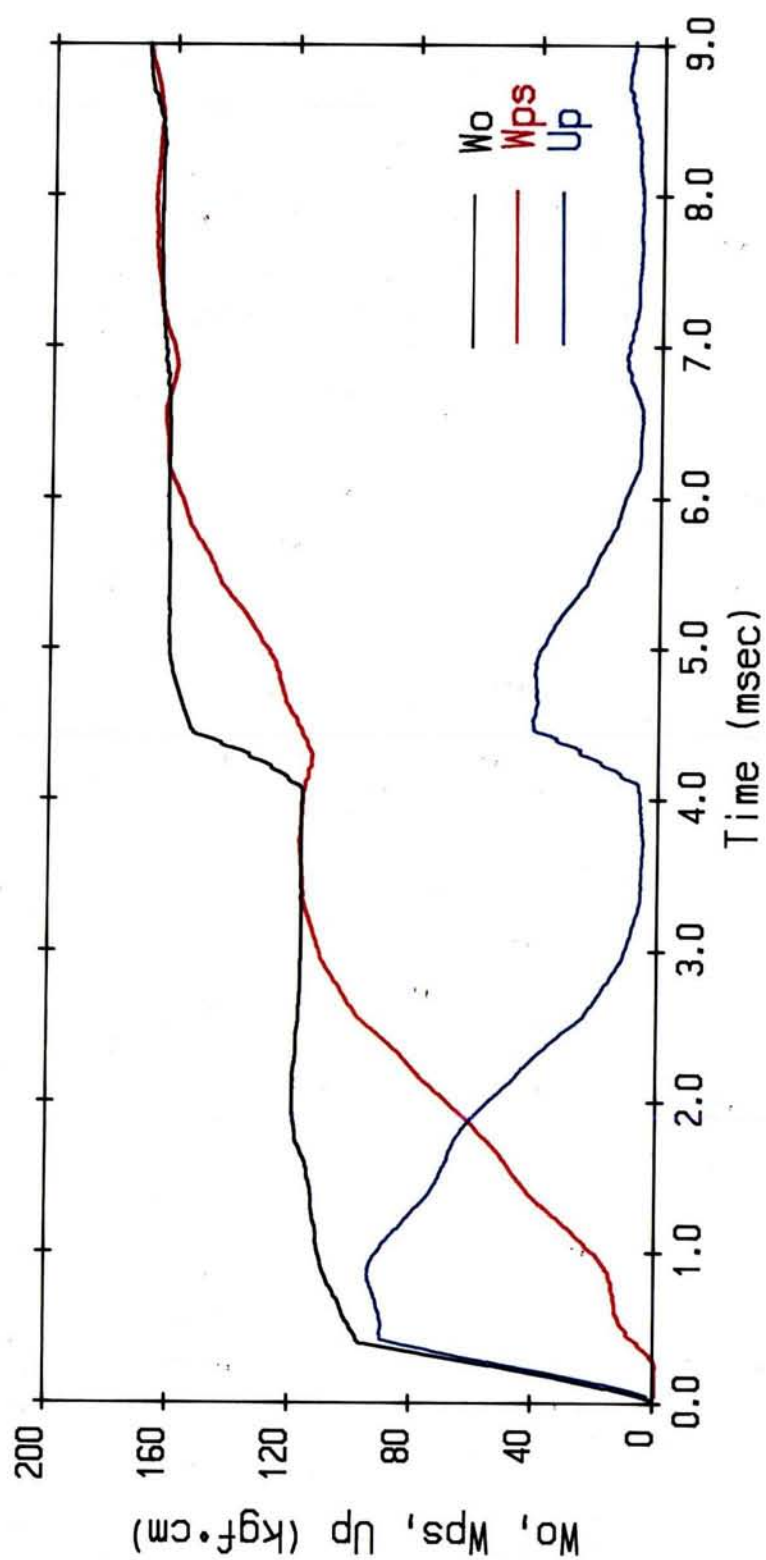


図9.11 ハンマから杭に伝達されるエネルギー W_0 ，杭貫入による仕事量 W_{ps} ，
杭体のエネルギー U_p の時間変化（珪藻泥岩地盤， $h=30\text{cm}$ ）

るエネルギー W_{PS} 、杭体の持つエネルギー $U_P(=U_{SP}+U_{KP})$ の時間的变化を2点ゲージ法によって求めたものである。ハンマの打撃エネルギーは1度のハンマの打撃によって全部が杭に伝達されるのではなしに、4回のハンマと杭の衝突によって段階的に伝達されていることがわかる。 W_0 は最終的に $170\text{kgf}\cdot\text{cm}$ となり、ハンマの落下エネルギー $U_0=W_H\cdot h=193\text{kgf}\cdot\text{cm}$ の88%が杭に伝達されている。杭のエネルギー U_P はハンマと杭の衝突直後に一たん大きくなるが、その後減小して最終的には W_0 の約1%となっている。すなわち、杭に伝達されたエネルギー W_0 のほとんどが杭の貫入に使われている($W_{PS}=0.99W_0$)。最終的な W_{PS} と S_f から式(9.31)を用いて支持力 R を算定すると、 $R=140\text{kgf}/\text{cm}^2$ となる。

図9.12は、2点ゲージ法によって求めた杭先端変位と先端抵抗力 $F(=\sigma_b\cdot A)$ の関係を示したものである。同図には、静的載荷試験によって求めた結果も示している。動的な先端抵抗は0.55mmの杭貫入によって一たんピーク値を示した後減小し、その後杭貫入とともにゆるやかに増加している。静的載荷試験結果によれば、杭変位が1.5mmまでは、先端抵抗力は杭変位に比例して増加している。動的な先端抵抗特性と静的な特性を比較すると、杭貫入の初期には両者の間に大きな差がみられるが、その後は両者の傾向は一致していると思われる。

図9.13は、ハンマの落下高さ h が20cmおよび10cmの打撃試験において得られた先端抵抗力 F と杭先端変位の関係である。ハンマの落下高さに関わらず、ほぼ同様な動的先端地盤抵抗特性となっている。

図9.14は、ハンマの落下高さが異なる3つの打撃試験において2点ゲージ法によって評価した最大貫入量と実測結果を示したものである。実測によれば、杭の最大貫入量はハンマの落下高さ h にほぼ比例して大きくなっている。2点ゲージ法による予測結果は、実測結果とよく一致している。

図9.15は、2点ゲージ法で求めた W_{PS} と最終貫入量 S_f から式(9.31)を用いて算定した支持力 R とHiley式で求めた支持力 R_h を比較したものである。ただし、2点ゲージ法においては、測定装置の記憶容量の関係上、最終貫入状態までの測定が不可能となる場合があるため、 $S_f=S_{\max}$ であるとした。また、Hiley式としては、杭と地盤の弾性変形量無視し、さらにハンマの効率 e_f を1と仮定して次式を用いた。

$$R_h = \frac{W_H \cdot h}{S_f} \quad (9.38)$$

Hiley式では、2点ゲージ法で求まる支持力 R と比較して、 $h=30\text{cm}$ の場合16%、 $h=20\text{cm}$ の場合30%、 $h=10\text{cm}$ の場合10%大きな支持力を与えている。図9.11で説明したように $h=30\text{cm}$ の杭打ちの場合、ハンマの落下エネルギー $U_0=W_H\cdot h$ の87%だけが実際の杭の貫入に使われている。Hiley式では、ハンマの落下エネルギーの全てが杭貫入に使われているとしているために、2点ゲージ法に基づく支持力より大きな支持力を与えるものと考え

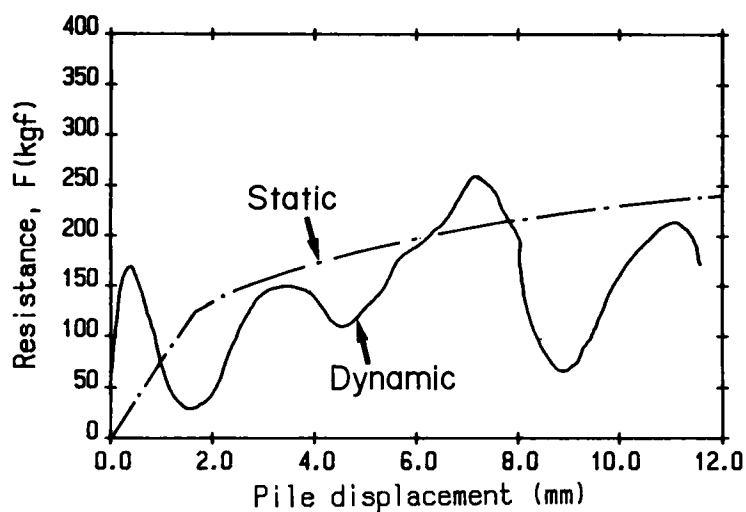


図 9.12 杭先端変位と先端抵抗力 F の関係
(珪藻泥岩地盤, $h=30$ cm)

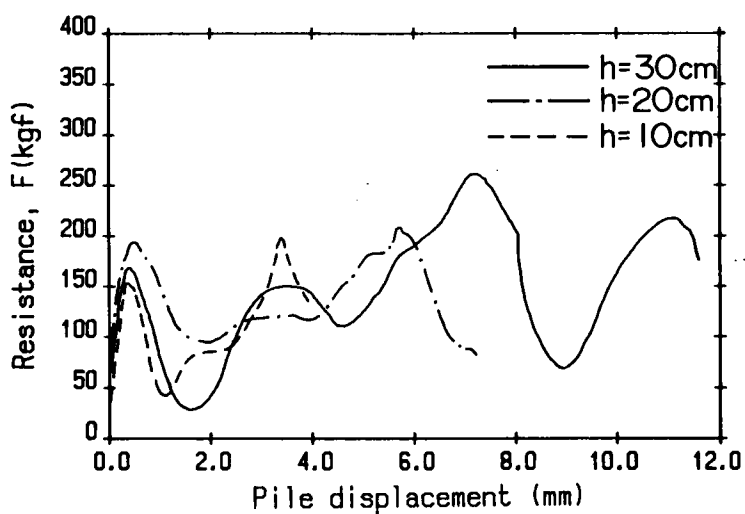


図 9.13 杭先端変位と先端抵抗力 F の関係
(珪藻泥岩地盤, $h=10, 20, 30$ cm)

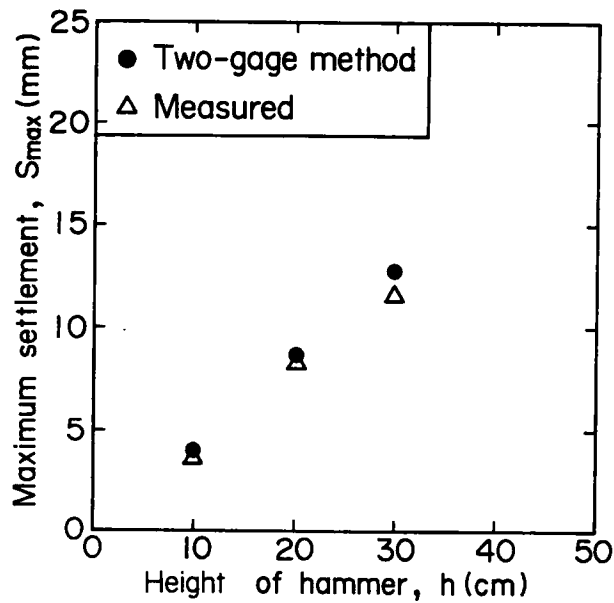


図 9.14 ハンマの落下高さ h と貫入量 S の関係
(珪藻泥岩地盤)

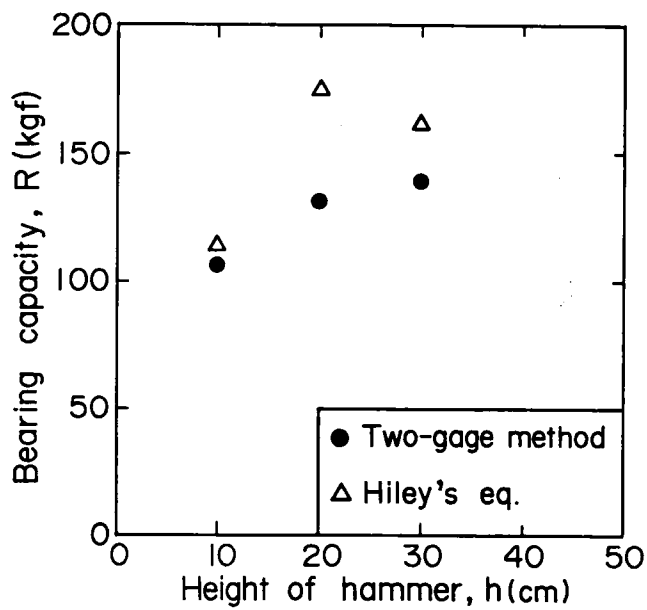


図 9.15 ハンマの落下高さ h と支持力 R , R_h の関係
(珪藻泥岩地盤)

られる。2点ゲージ法を用いることにより各々の杭打ちにおける W_{PS} を測定することができるため、エネルギー収支に基づく支持力を従来の動的支持力公式よりも現実に即して評価することができる。

コンクリート地盤を用いた試験結果

先端支持杭の打ち止め時の杭打ちを想定し、杭先端地盤にコンクリート・ブロック（一軸圧縮強度 = 300kgf/cm^2 ）を用いた打撃試験を行った。

図9.16 は、ハンマの落下高さ h が10cm の打撃試験で測定したゲージ1とゲージ2の応力波形である。図9.6 に示した珪藻泥岩地盤の場合に得られる応力波形とは異なり、ハンマの衝突による打撃応力 $[\sigma_f(0,0)=370\text{kgf/cm}^2]$ よりも大きな応力が発生している。

図9.17 は、杭頭の応力 σ 、進行波 σ_f 、後退波 σ_g を求めた結果である。杭頭応力 σ の時間的变化より、時刻 $t=1.25\text{msec}$ にハンマと杭は分離し、 $t=1.44\text{msec}$ に2度目の打撃が生じ、その後 $t=2.3\text{msec}$ に再びハンマが分離していることがわかる。

図9.18 は、杭先端の応力 σ 、進行波 σ_f 、後退波 σ_g を求めた結果である。時刻 $t=L/c=0.193\text{msec}$ に進行波（打撃応力）が杭先端に到達すると同時に後退波 σ_g が発生している。後退波 σ_g の大きさは進行波 σ_f の大きさとほぼ等しくなっており、コンクリート地盤はいわゆる固定端に近いものであることがわかる。杭先端の最大応力は 700kgf/cm^2 であり、打撃応力（ 370kgf/cm^2 ）の1.9倍に達している。

図9.19 は、杭先端の時間-変位曲線を2点ゲージ法によって求めたものである。杭先端は、コンクリート地盤にほとんど貫入せず、 $t=1.3\text{msec}$ 以降には地盤表面からはね上がっている。実際、杭表面に押し当てたペン（図9.5）の線跡も杭のはね上がりを示した。

図9.20 は、2点ゲージ法で求めた先端抵抗力 $F(=\sigma_b)$ と杭先端変位の関係を示したものである。コンクリート地盤の場合、0.02mm というわずかな杭変位によって1100kgfの抵抗力が発揮されており、また杭のわずかなリバウンドによって先端抵抗力が急激に減少している。

以上に説明したように、珪藻泥岩およびコンクリートを地盤試料に用いた先端支持杭の打撃試験によって、先端支持杭の杭打ち時の挙動を2点ゲージ法によって非常によく評価できた。特にコンクリート地盤を用いた打撃試験結果から、打ち止め時の杭打ち管理に対しても2点ゲージ法が有効な手段であることが検証された。

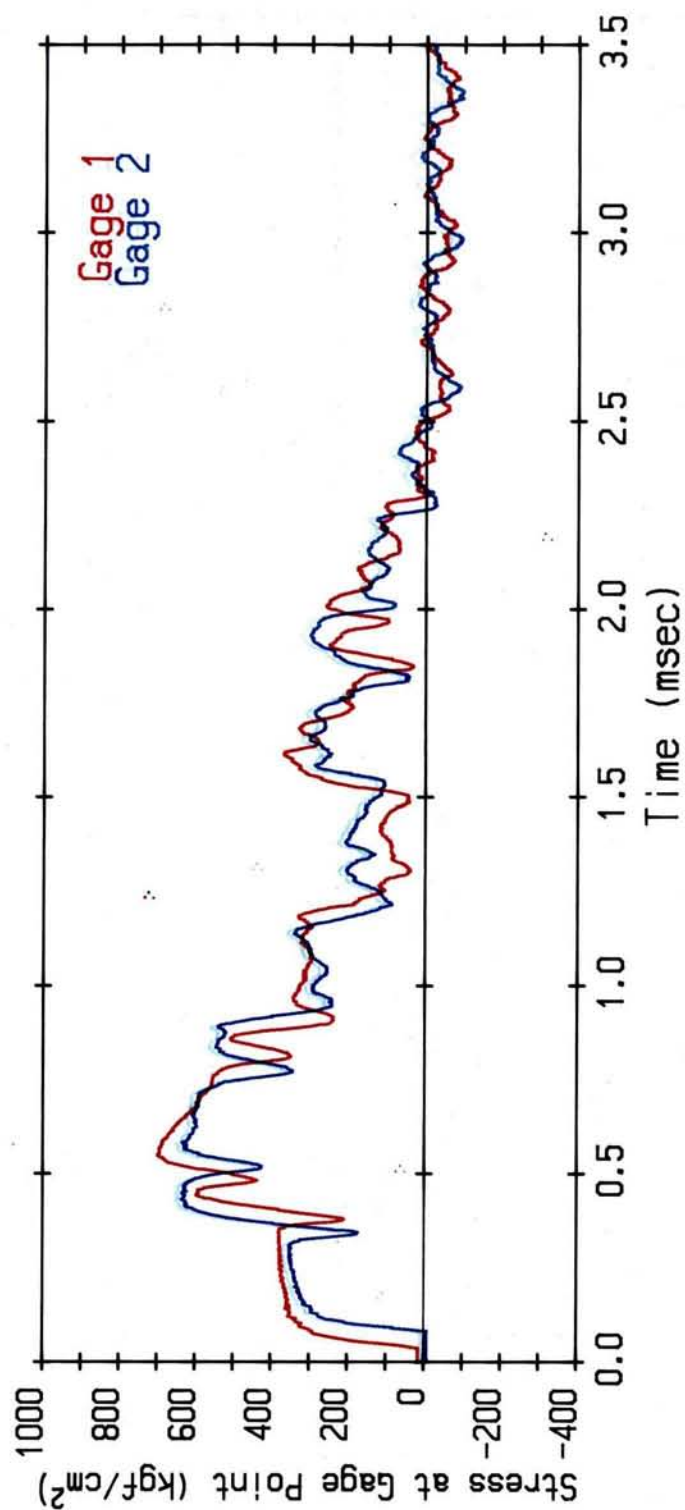


図 9.16 ゲージ 1 とゲージ 2 での測定応力波形 (コンクリート地盤, $h=10\text{ cm}$)

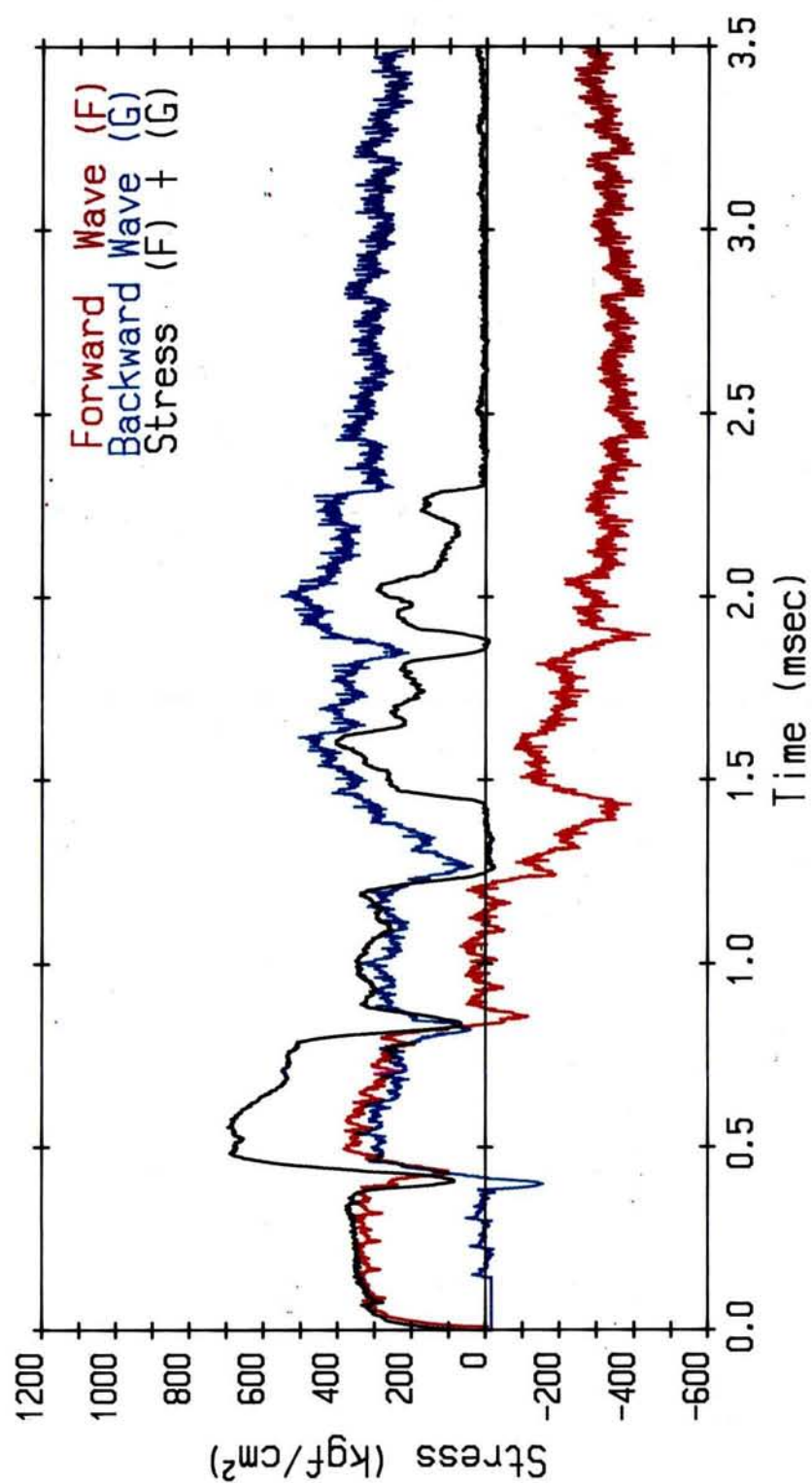


図 9.17 杭頭での応力 σ , 進行波 σ_f , 後退波 σ_g (コンクリート地盤, $h=10$ cm)

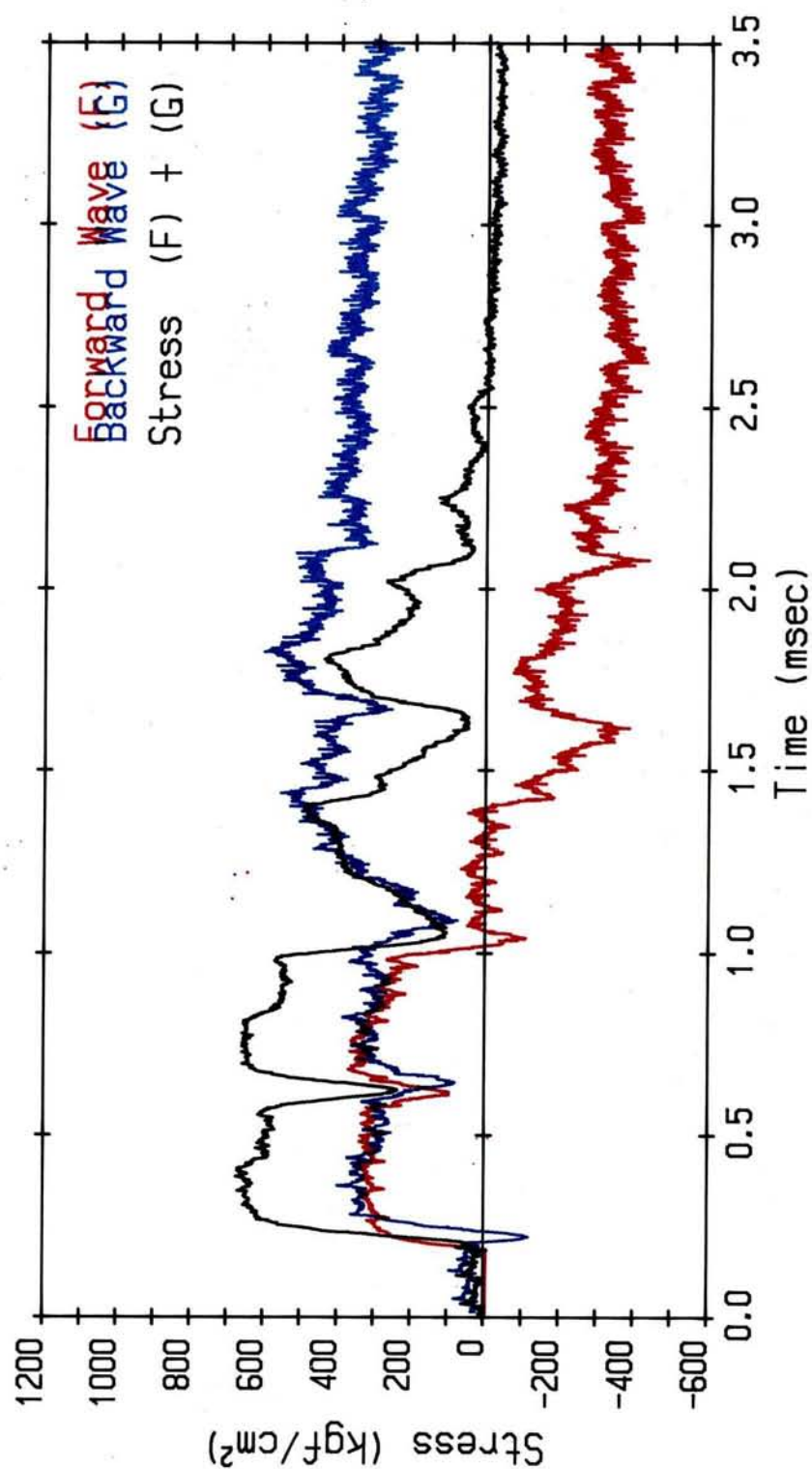


図 9.18 杭先端での応力 σ , 進行波 σ_f , 後退波 σ_g (コンクリート地盤, $h=10$ cm)

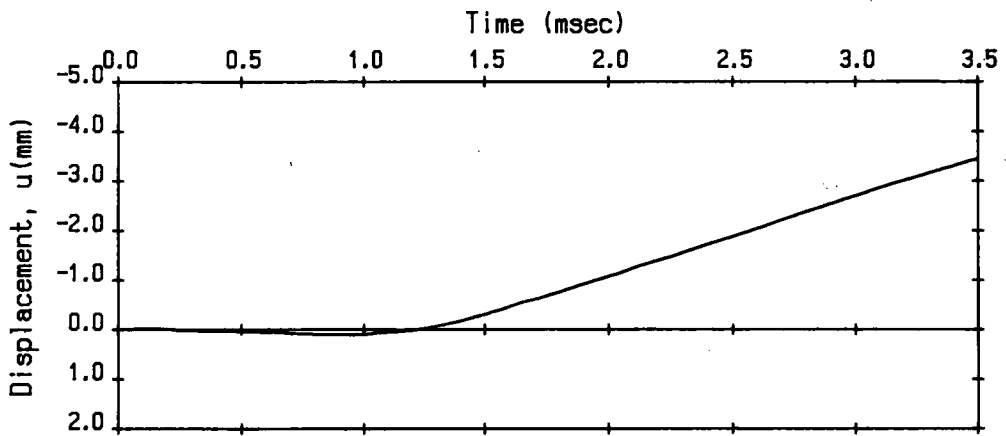


図 9.19 杭先端での時間-変位曲線 (コンクリート地盤, $h=10$ cm)

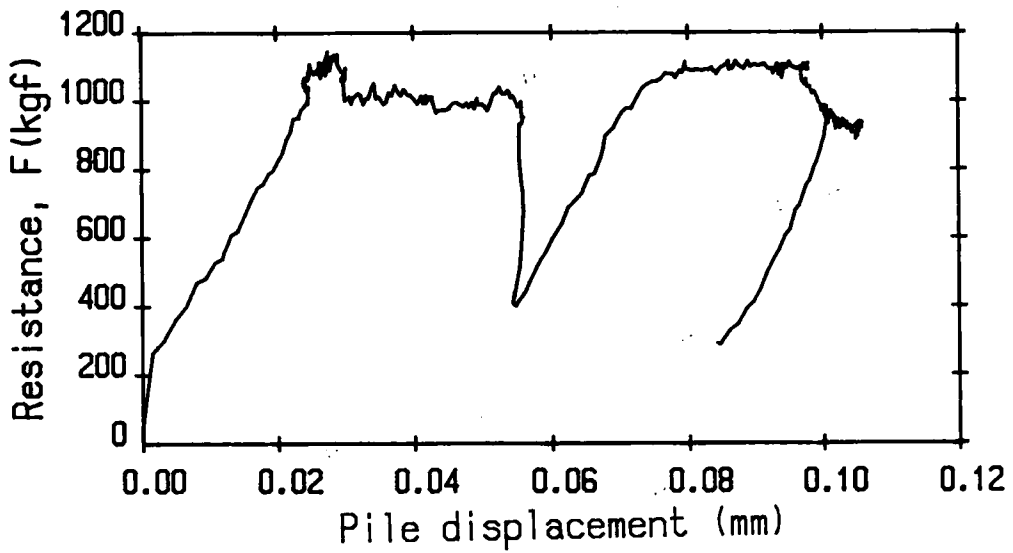


図 9.20 杭先端変位と先端抵抗力 F の関係 (コンクリート地盤, $h=10$ cm)

9. 5. 3 摩擦支持杭の打撃試験

試験装置と試験方法

図 9.21 に示す杭と地盤の条件でモデル杭打ち試験を行った。地盤には、珪藻泥岩を直径 30cm、高さ 29cm の円柱に成形したものを用いた。ただし、第 8 章で行った打撃試験 (図 8.8) と異なる点は、図 9.22 に示すように地盤試料を塩ビ管に挿入し、地盤と塩ビ管の隙間にコンクリート・モルタルを流し込んで硬化させ、地盤に杭が貫入した際に杭側面に作用する水平方向応力の増加を期待していることである。試験方法としては、地盤に直径 21mm のボーリング孔を先掘りし、このボーリング孔に沿って杭を準静的に杭先端が地盤底部に達するまで押込み、その後ハンマの落下高さ h を変化させて杭の打撃を行った。これらの打撃試験においては、先端抵抗 σ_b は作用していない。

試験結果

図 9.23 は、ハンマの落下高さ h が 30cm の杭打ち試験で測定したゲージ 1 およびゲージ 2 の応力波形である。この試験における地表面の位置 L_s は、杭頭から 68cm である。

図 9.24 は、この 2 つの応力波形から 2 点ゲージ法を用いてゲージ 1 の応力 σ を進行波 σ_f と後退波 σ_g に分離した結果である。後退波 σ_g に注目すると、 $t=0.23\text{msec}$ から増加し始め、 $t=0.35\text{msec}$ で急激に減少している。図 9.25 に示す特性曲線からわかるように、地表面 ($x=L_s$) での周面摩擦によって生じた後退波 σ_g は、 $t_1=(2L_s-L_{g1})/c=0.225\text{msec}$ にゲージ 1 に到達する。ここで、 c は杭の波速度である。また、杭先端で反射された後退波 (引張り波) σ_g は、 $t_2=(2L-L_{g1})/c=0.348\text{msec}$ にゲージ 1 に到達する。次に、図

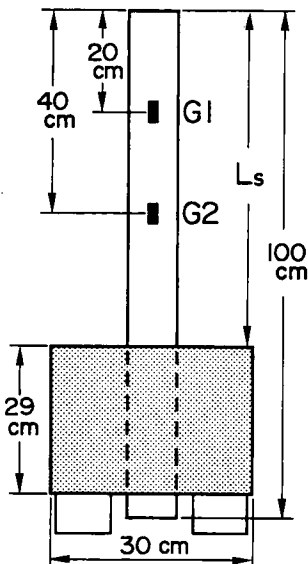


図 9.21 摩擦支持杭と地盤

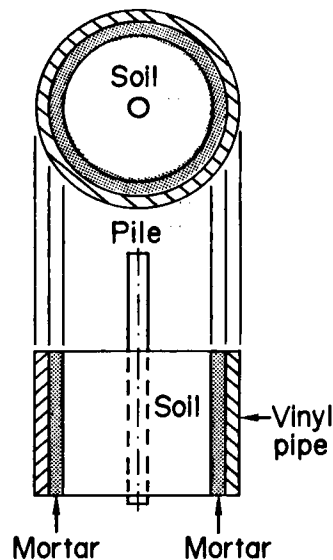


図 9.22 塩ビ管とモルタルによる地盤の補強

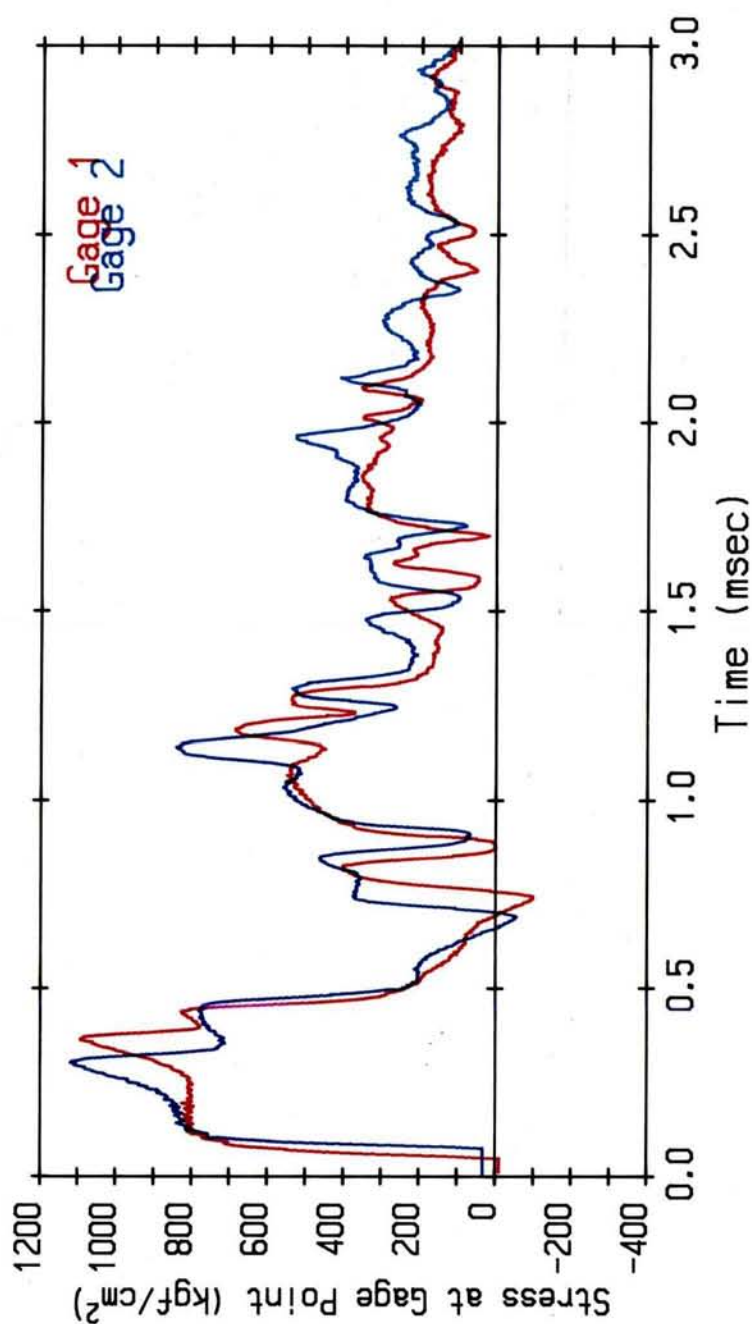


図 9.23 ゲージ 1 とゲージ 2 での測定応力波形 (直接打撃, $h=30$ cm)

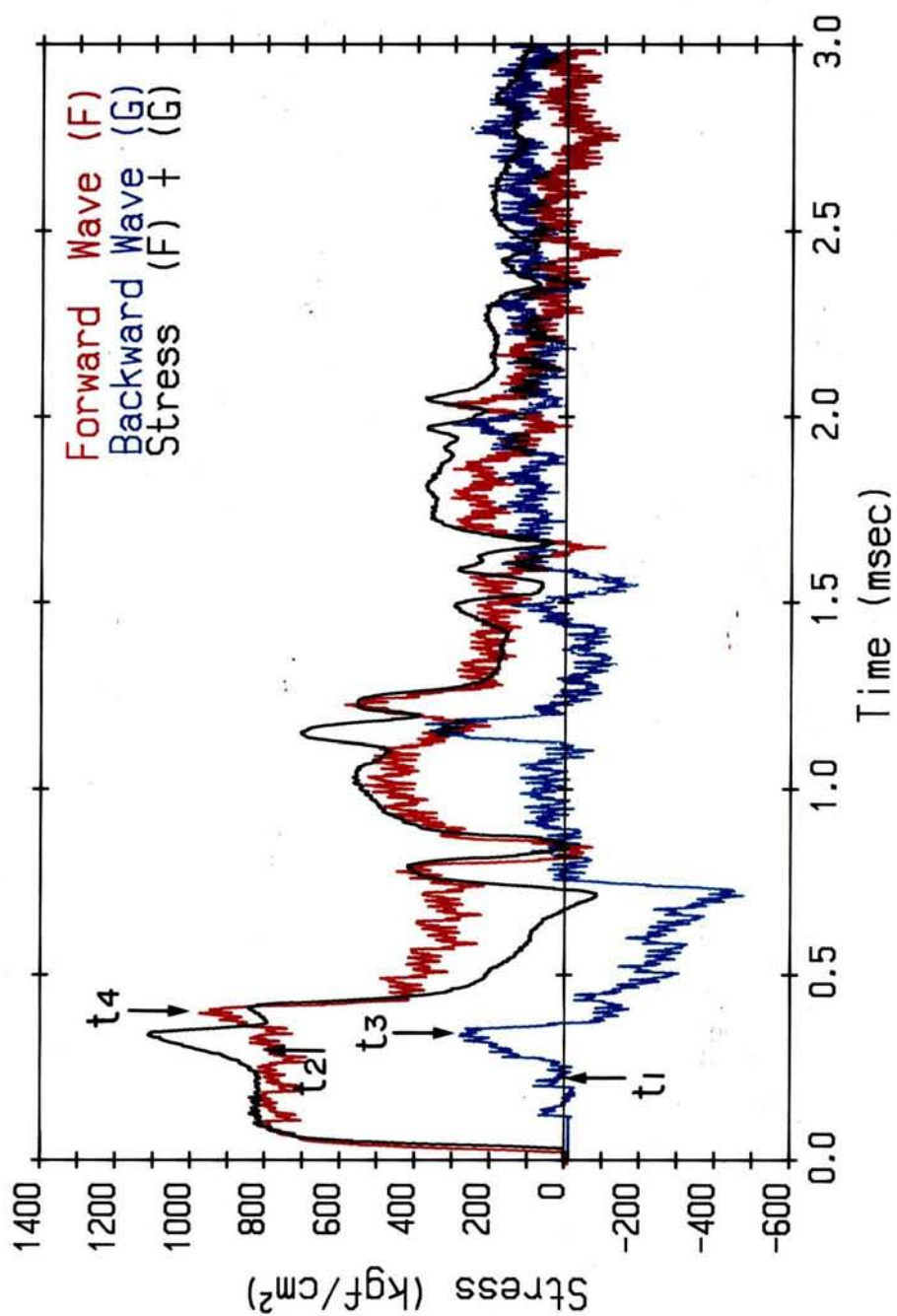


図9.24 ゲージ1での応力 σ , 進行波 σ_f , 後退波 σ_g (直接打撃, $h=30$ cm)

9.24 に示す進行波 σ_f に注目すると、 $t=0.23\text{msec}$ までは σ_f は測定応力 σ と同一であり、 $t=0.3\text{msec}$ になると増加し始め、 $t=0.42\text{msec}$ では急激に減小している。図 9.25 に示す特性曲線からわかるように、地表面で発生した周面摩擦による後退波（圧縮波） σ_g は、 $t=2L_s/c$ に杭頭に到達し、そこで反射され進行波（圧縮波） σ_f となって、 $t_2=(2L_s+L_{g1})/c=0.302\text{msec}$ にゲージ 1 に到達する。また、杭とハンマの衝突によって生じたハンマの打撃応力は引張り波となって、 $t_4=2L_H/c_H+L_{g1}/c=0.415\text{msec}$ にゲージ 1 に到達する。ここで、 L_H はハンマの長さ、 c_H はハンマの波速度である。図 9.24 に示した結果からわかるように、2 点ゲージ応力波解析法は、杭およびハンマ内の応力波伝播を考慮した杭中の応力波伝播を非常によく捉えている。

図 9.26 は、ゲージ 1 で分離した進行波 σ_f と後退波 σ_g から杭頭（ $x=0$ ）の応力 σ 、進行波 σ_f 、後退波 σ_g を求めたものである。杭頭応力 σ がゼロとなっている時間では、ハンマと杭が分離していると判断することができる。

図 9.27 は、杭頭での σ_f と σ_g から杭頭の時間－変位曲線を求めた結果である。時刻 $t=0.2\text{msec}$ に最大貫入量（ $S_{\max}=2\text{mm}$ ）となり、その後リバウンドを生じて最終貫入量（ $S_f=1.7\text{mm}$ ）に達している。実測の最終貫入量は 2.2mm であり、2 点ゲージ法による予測結果とほぼ一致している。

図 9.28 は、地表面に位置する杭点の加速度 α の時間的变化を 2 点ゲージ法によって求めたものである。打撃応力の到達によって最大 64.7km/sec^2 （ 6600g ）の加速度が発生している。

図 9.29 は、ハンマから杭に伝達されるエネルギー W_o と杭貫入に消費されるエネルギー W_{ps} を 2 点ゲージ法によって求めたものである。 W_o は最終的に $156\text{kgf}\cdot\text{cm}$ であり、ハンマ

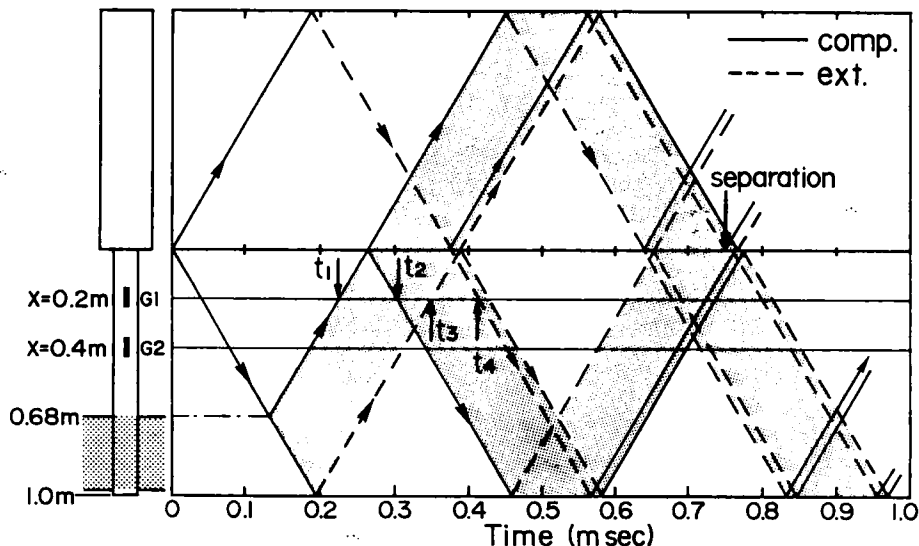


図 9.25 $h=30\text{cm}$ の打撃試験における応力波の特性曲線

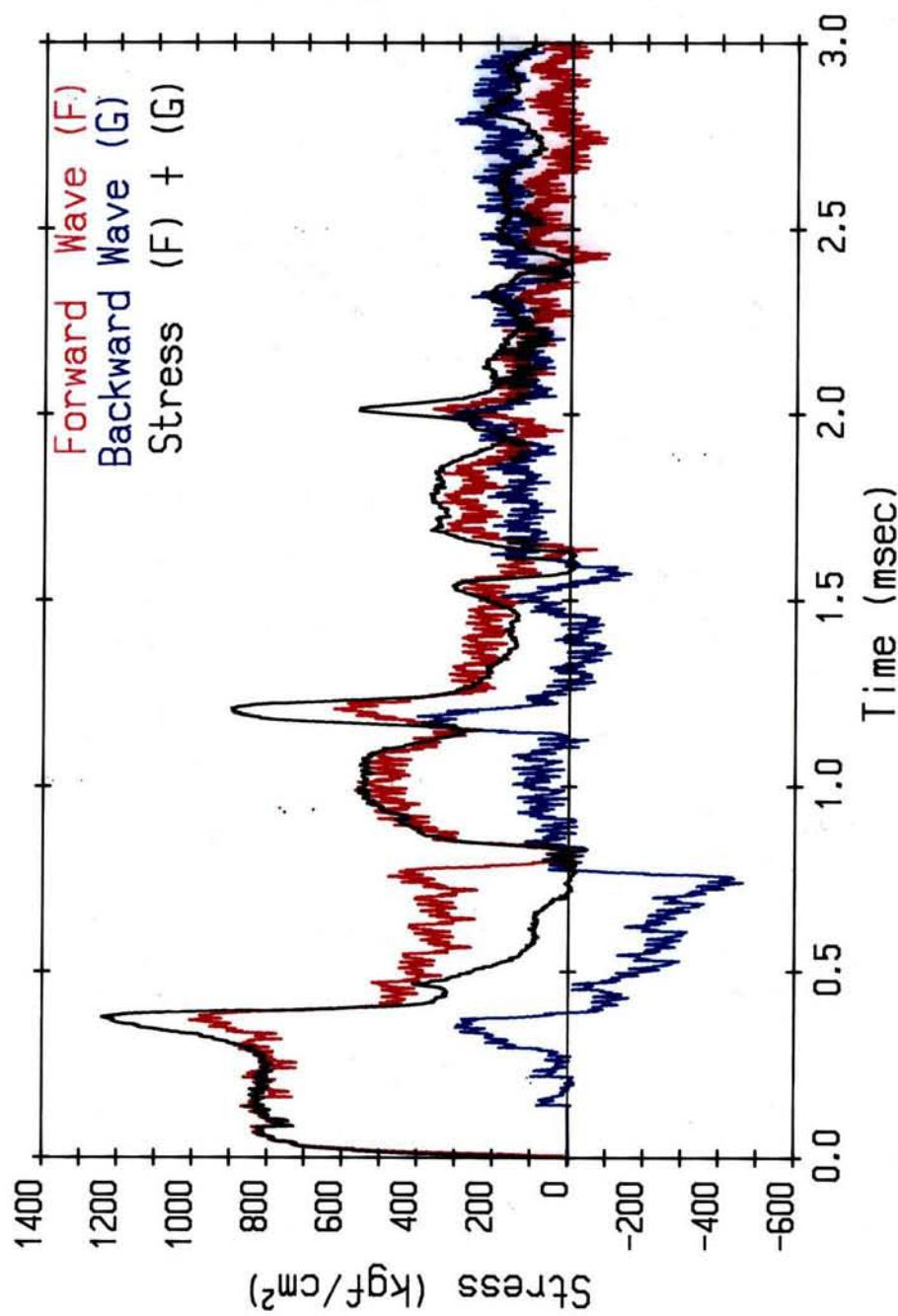


図 9.26 杭頭での応力 σ , 進行波 σ_f , 後退波 σ_g (直接打撃, $h=30$ cm)

図9.26

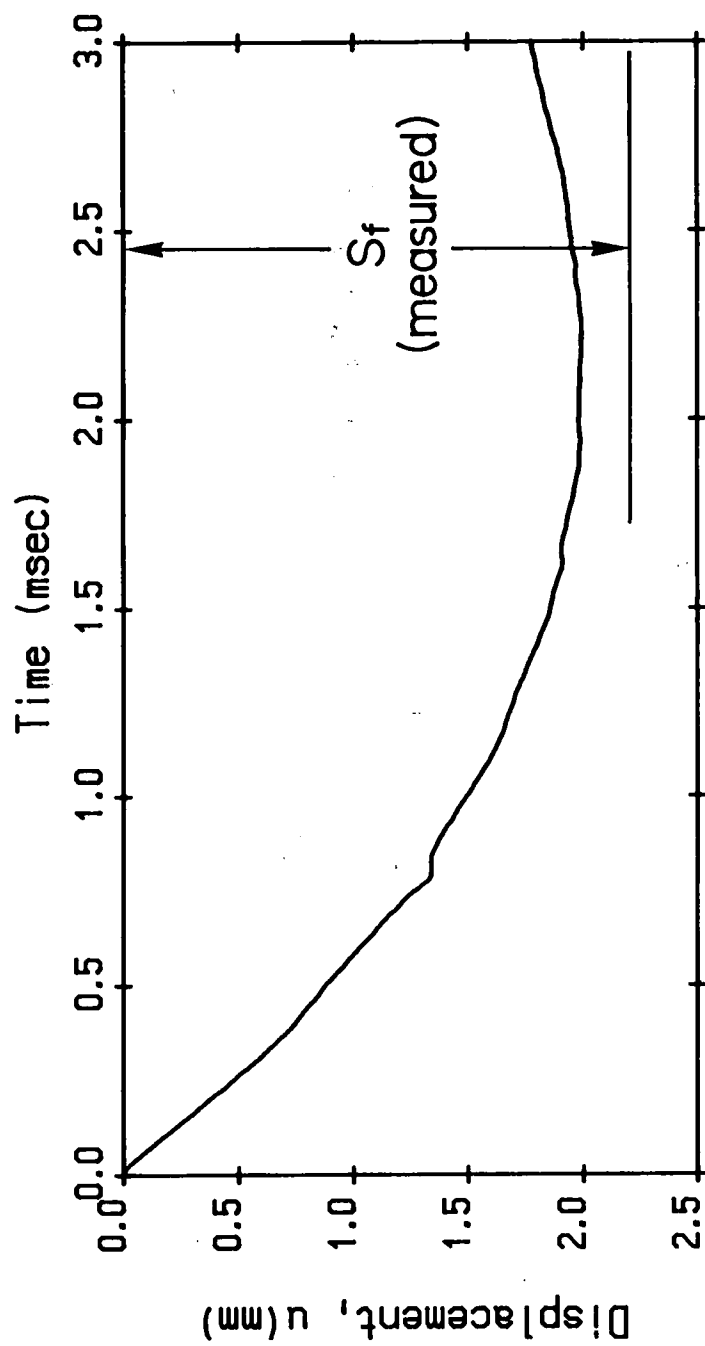


図 9.27 杭頭での時間—変位曲線（直接打撃， $h=30$ cm）

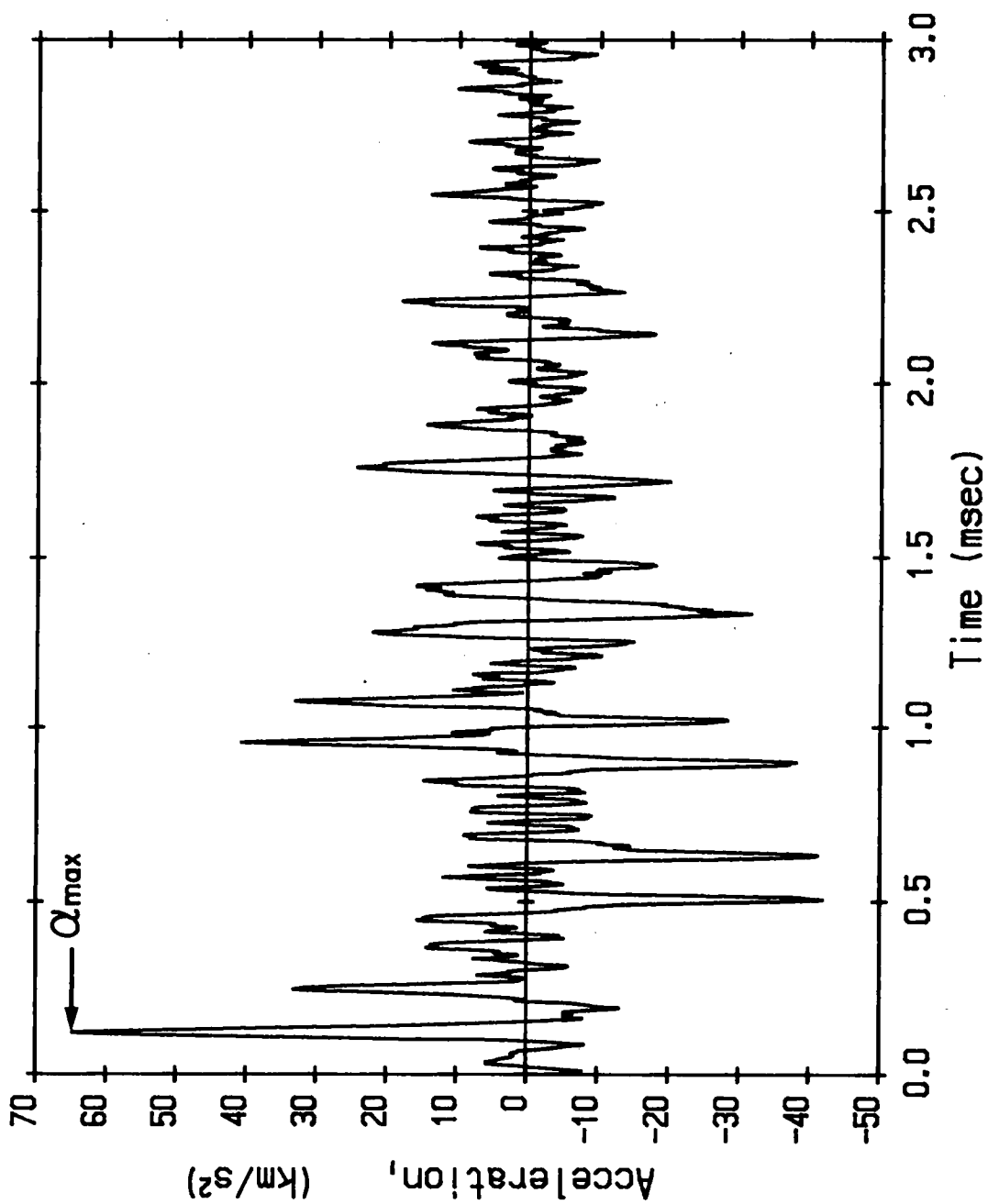


図 9.28 杭加速度 α の時間変化 (直接打撃, $h=30$ cm)

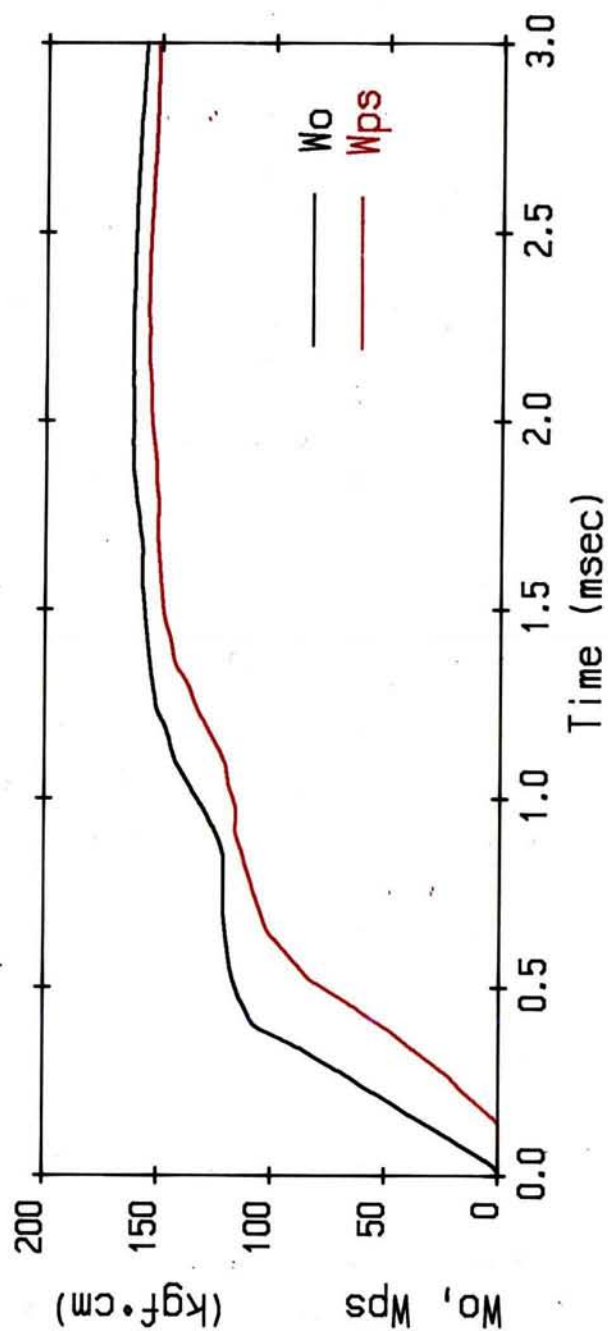


図 9.29 ハンマから杭に伝達されるエネルギー W_o と杭貫入による仕事量 W_{ps} の時間変化
(直接打撃, $h=30$ cm)

の落下エネルギー $U_o = W_H \cdot h = 184 \text{ kgf} \cdot \text{cm}$ の 85% が杭に伝達されたことを示している。 W_{PS} は最終的に $144 \text{ kgf} \cdot \text{cm}$ であり、 W_o の 92% が実際の杭貫入に使われたことを示している。エネルギー収支から求まる支持力 R は、式(9.37)を用いて、 $R = 655 \text{ kgf}$ と算定される。

図 9.30 は、2 点ゲージ法で求めた周面摩擦力 F と地表面での杭変位 u_{GL} の関係を示したものである。 $u_{GL} = 0.4 \text{ mm}$ で周面摩擦力 F はピーク値 (1200 kgf) に達し、その後杭変位の増加とともに軟化挙動を示し、 $u_{GL} = 1.2 \text{ mm}$ 以上では、周面摩擦力 F は 700 kgf で一定となっている。そして、最終的には杭のリバウンドによって、周面摩擦力 F はゼロとなっている。図中には、静的載荷試験で求めた荷重-変位関係も合せて示している。静的支持力は 280 kgf 程度であり、動的な支持力の約 $1/4 \sim 1/2$ 程度となっている。

図 9.31 は、ハンマの落下高さ h が 10, 20, 30, 40 cm の打撃試験で求められた $F-u_{GL}$ $F-u_{GL}$ 関係を示したものである。全ての打撃試験において、軟化挙動がみられている。 $h = 10 \text{ cm}$ の場合のピーク値は、 $h = 20, 30, 40 \text{ cm}$ の場合より約 20% 程度小さくなっている。軟化後の残留抵抗力は、ハンマの落下高さが高いほど大きくなっており、周面摩擦力 F は杭貫入速度依存性を示すことがわかる。

図 9.32 は、ハンマの落下高さが異なる 4 つの打撃試験において 2 点ゲージ法で求めた最大貫入量 S_{\max} と実測結果を示したものである。図より、2 点ゲージ法による予測結果は、実測結果とほぼ一致していることがわかる。

図 9.33 は、2 点ゲージ法で求まるエネルギー W_{PS} と最終貫入量 S_f から式(9.37)を用いて求めた支持力 R と Hiley 式で求めた支持力 R_h を比較したものである。ここでも先端支持杭の場合と同様な理由により、2 点ゲージ法による最終貫入量 S_f は最大貫入量 S_{\max} と等しいとしている。また Hiley 式についても先端支持杭の場合と同様に式(9.38)を用いた。Hiley 式では、2 点ゲージ法で求まる支持力と比較して、 $h = 40 \text{ cm}$ の場合約 40%、 $h = 10, 20, 30 \text{ cm}$ の場合約 15% 大きな支持力を与えている。図 9.29 で説明したように、 $h = 30 \text{ cm}$ の場合、ハンマの落下エネルギー U_o の約 80% が実際の杭貫入によって消費されている。Hiley 式では、ハンマの落下エネルギーの全てが杭貫入に使われるとしているために、2 点ゲージ法に基づく支持力より大きな支持力を与えているものと考えられる。

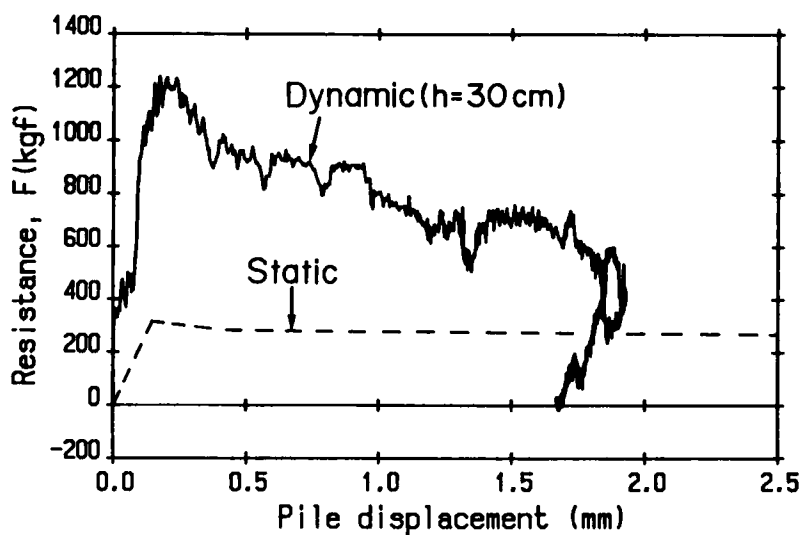


図 9.30 周面摩擦力 F と杭変位 u_{GL} の関係 (直接打撃 $h=30$ cm)

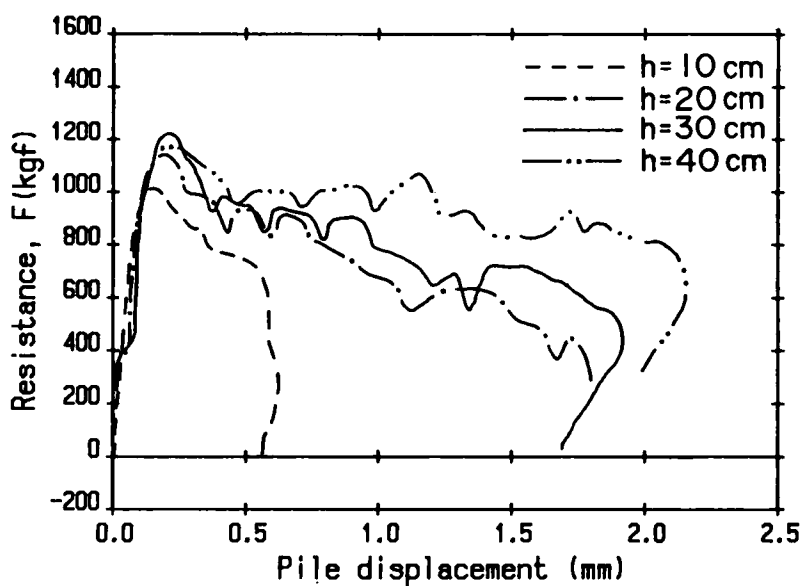


図 9.31 周面摩擦力 F と杭変位 u_{GL} の関係
(直接打撃 $h=10, 20, 30, 40$ cm)

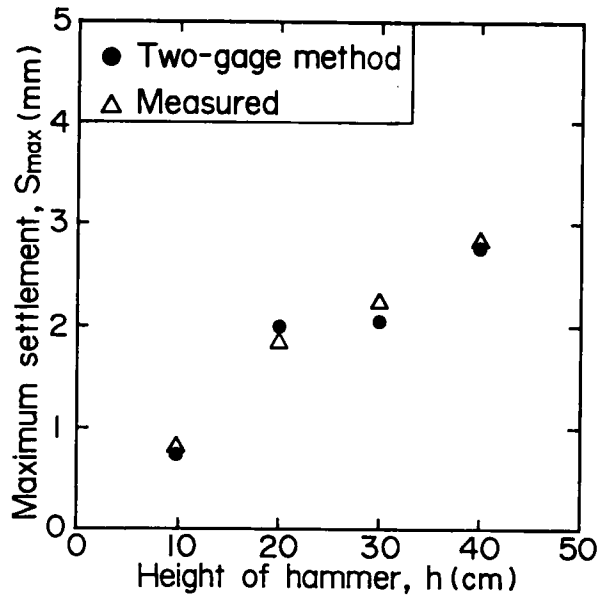


図 9.32 ハンマの落下高さ h と貫入量 S の関係
(珪藻泥岩地盤、直接打撃)

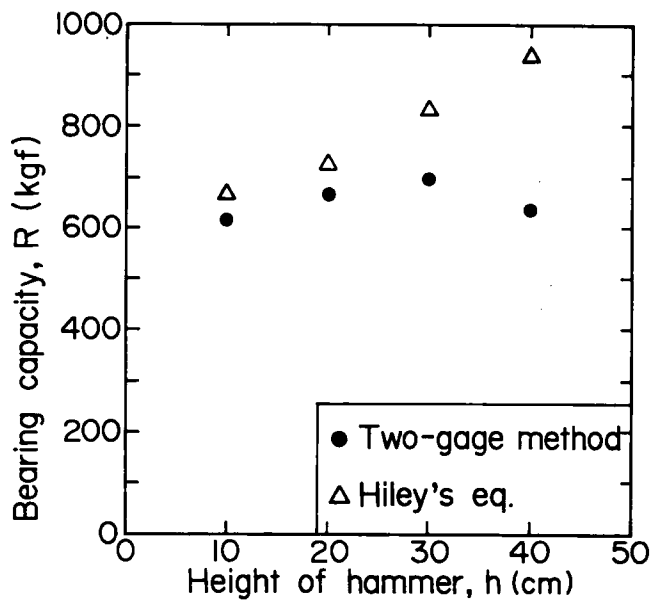


図 9.33 ハンマの落下高さ h と支持力 R , R_h の関係
(珪藻泥岩地盤、直接打撃)

クッション材を用いた打撃試験

2点ゲージ法の有効性をさらに検証するため、杭頭にクッション材を置いた打撃試験を行った。クッション材としては、厚さ 5cm の木材を用いた。

図 9.34 は、ハンマの落下高さ $h=40\text{cm}$ の打撃試験で測定したゲージ 1 およびゲージ 2 の応力波形である。この試験において、地表面の位置 L_s は杭頭から 67.3cm である。ハンマが直接に杭頭を打撃する場合（図 9.6 と図 9.23）と比較して、応力の立ち上がりも緩やかであり、応力のピーク値も $470\text{kgf}/\text{cm}^2$ と、 $h=40\text{cm}$ と高いにも関わらず $h=30\text{cm}$ の直接打撃の場合に比べて小さくなっている。

図 9.35 は、2点ゲージ法によって求めた杭頭の応力 σ ，進行波 σ_f ，後退波 σ_g である。杭頭応力は時刻 $t=6.3\text{msec}$ まで圧縮であり、打撃の継続時間がクッションの無い場合に比べて非常に長くなっている。

図 9.36 は、杭頭の時間-変位曲線を 2点ゲージ法によって求めた結果である。時刻 $t=8.0\text{msec}$ に杭変位は最大貫入量 $S_{\max}=4.7\text{mm}$ に達している。実測の最終貫入量 S_f は 4.0mm であった。最大貫入量に達する時刻は、直接打撃の場合（図 9.27）と比べてかなり遅くなっており、また最大貫入量は $h=40\text{cm}$ の直接打撃の場合（ $S_{\max}=2.8\text{mm}$ ，図 9.32）に比べて約 6 割大きくなっている。

図 9.37 は、地表面に位置する杭点の加速度の時間的変化を示している。ハンマによる打撃の直後に最大 $2.1\text{km}/\text{sec}^2$ ($214g$) の加速度が発生している。ハンマの落下高さ h が 30cm の直接打撃における最大加速度 $\alpha_{\max}=64.7\text{km}/\text{sec}^2$ (図 9.28) と比較すると、クッション材の存在によって杭に生ずる加速度が非常に小さくなっていることがわかる。

図 9.38 は、ハンマから杭に伝達されたエネルギー W_o と杭貫入に消費されたエネルギー W_{ps} を 2点ゲージ法によって求めた結果である。 W_o は最終的に $117\text{kgf}\cdot\text{cm}$ であり、ハンマの落下エネルギー $U_o (=W_H \cdot h = 215\text{kgf}\cdot\text{cm})$ の約 54% が杭に伝達されている。 W_{ps} は最終的に W_o とほぼ等しくなっており、エネルギー収支から求まる支持力 R は 245kgf である。この値は、静的載荷試験によって得られた支持力 (180kgf) より 36% 大きいものである。

図 9.39 は、2点ゲージ法によって求めた全周面摩擦力 F と地表面での杭変位 u_{GL} の関係を示したものである。杭変位 0.35mm によって全抵抗力 F はピーク値 800kgf に達しているが、このピーク値は落下高さ $h=10\text{cm}$ で杭を直接打撃した場合 (1000kgf 、図 9.31) に比べても、2 割程度小さな値になっている。その後は、図 9.30 と図 9.31 に示したと同様に軟化挙動を示している。しかし、杭を直接ハンマで打撃した場合（図 9.30 と図 9.31）と異なる点は、杭変位が 1.5mm を越えると急激に抵抗力 F が減小し、ほとんど抵抗力が作用していないことである。宇都・冬木・小山 (1979)⁶⁾ は、周面摩擦は動的な杭打ちの際には低減されると指摘しているが、図 9.39 に示した結果は、 u_{GL} が 1.5mm を越えると宇都らの指摘と同様な結果となっている。動的に低減された周面摩擦の影響は、図 9.36 に示した時間-変

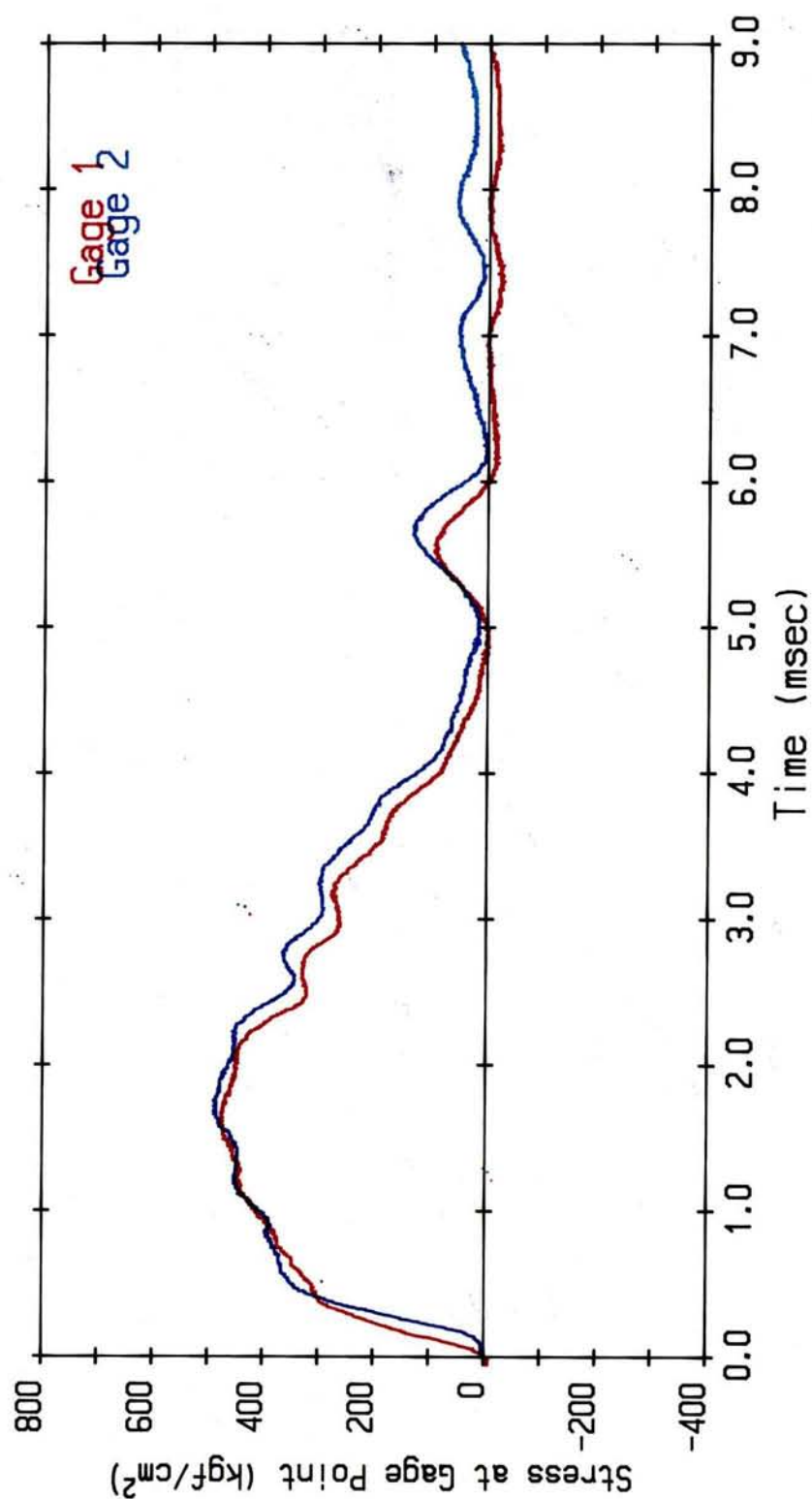


図9.34 ゲージ1とゲージ2での測定応力波形 (クッション材使用, $h=40$ cm)

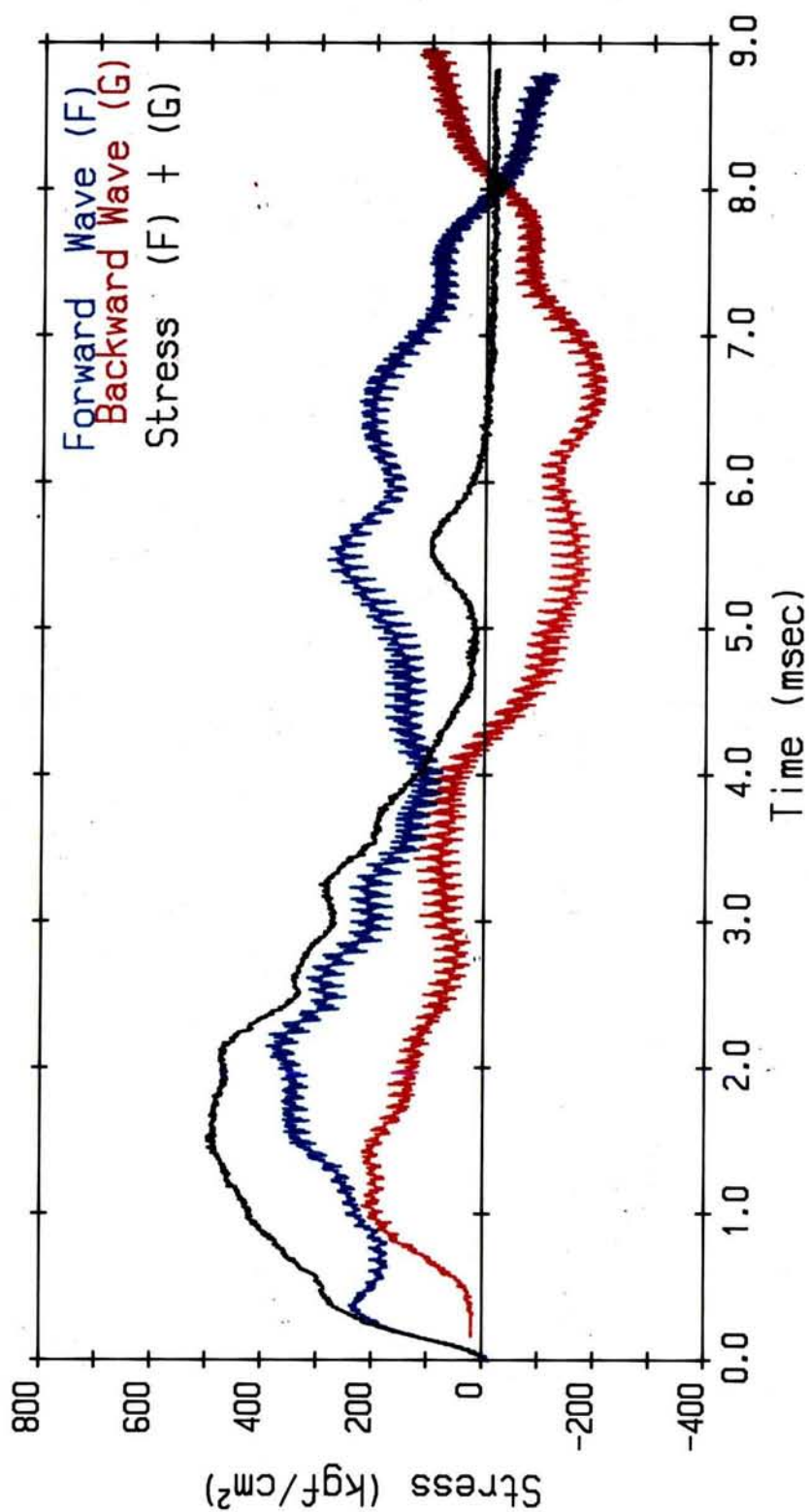


図 9.35 杭頭での応力 σ , 進行波 σ_f , 後退波 σ_g (クッション材使用, $h=40$ cm)

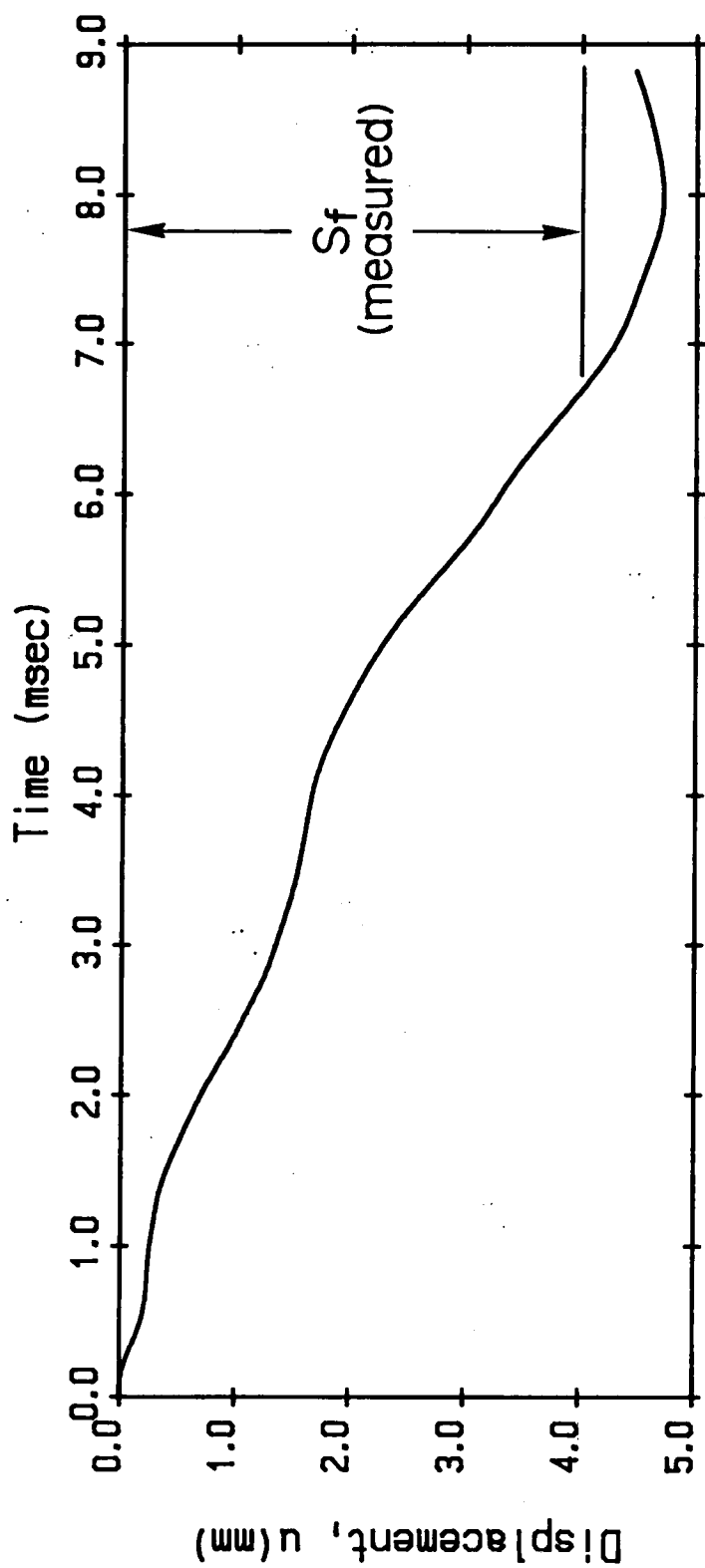


図 9.36 杭頭での時間—変位曲線 (クッション材使用, $h=40$ cm)

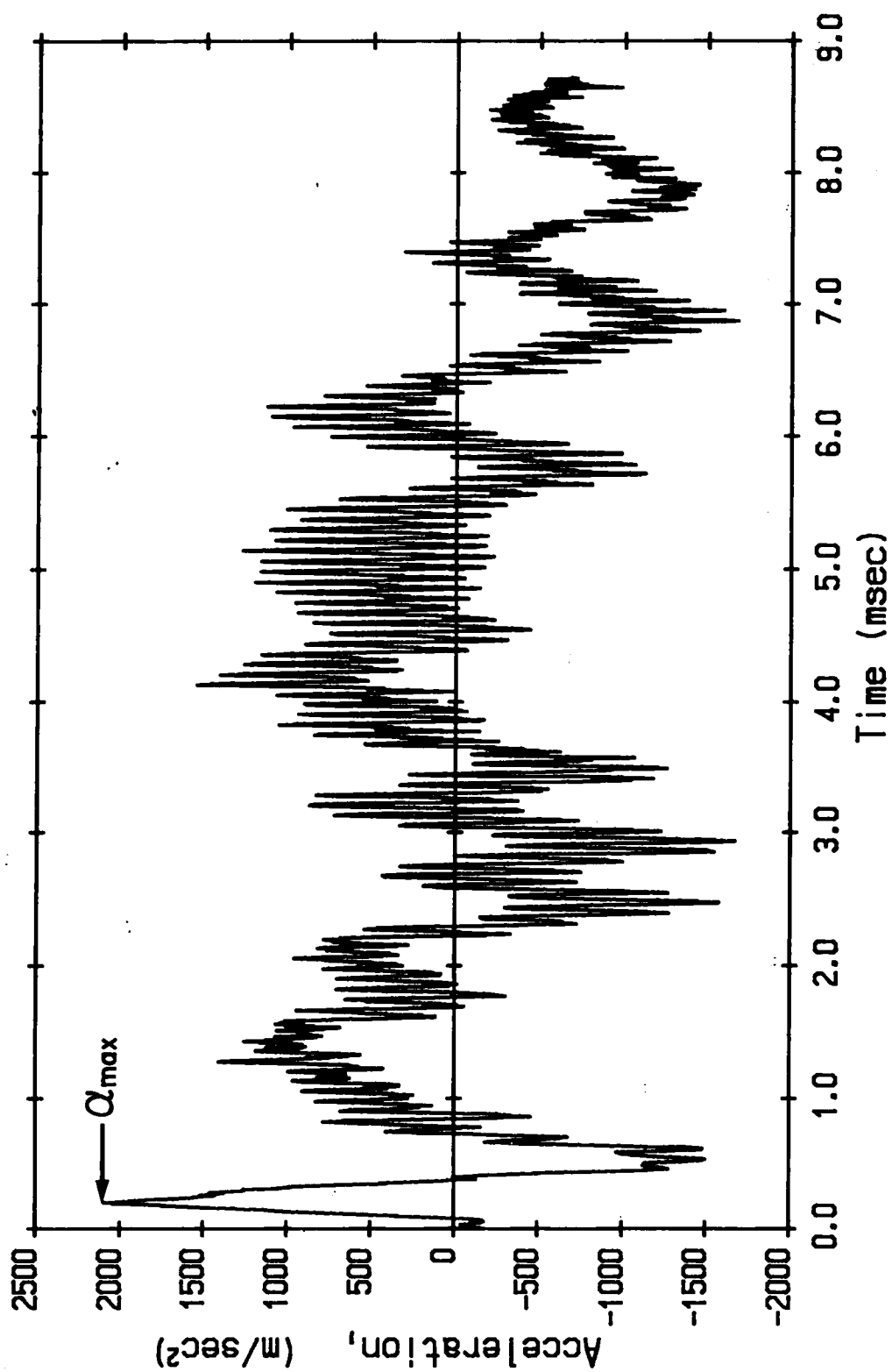


図9.37 杭加速度 α の時間変化 (クッション材使用, $h=40$ cm)

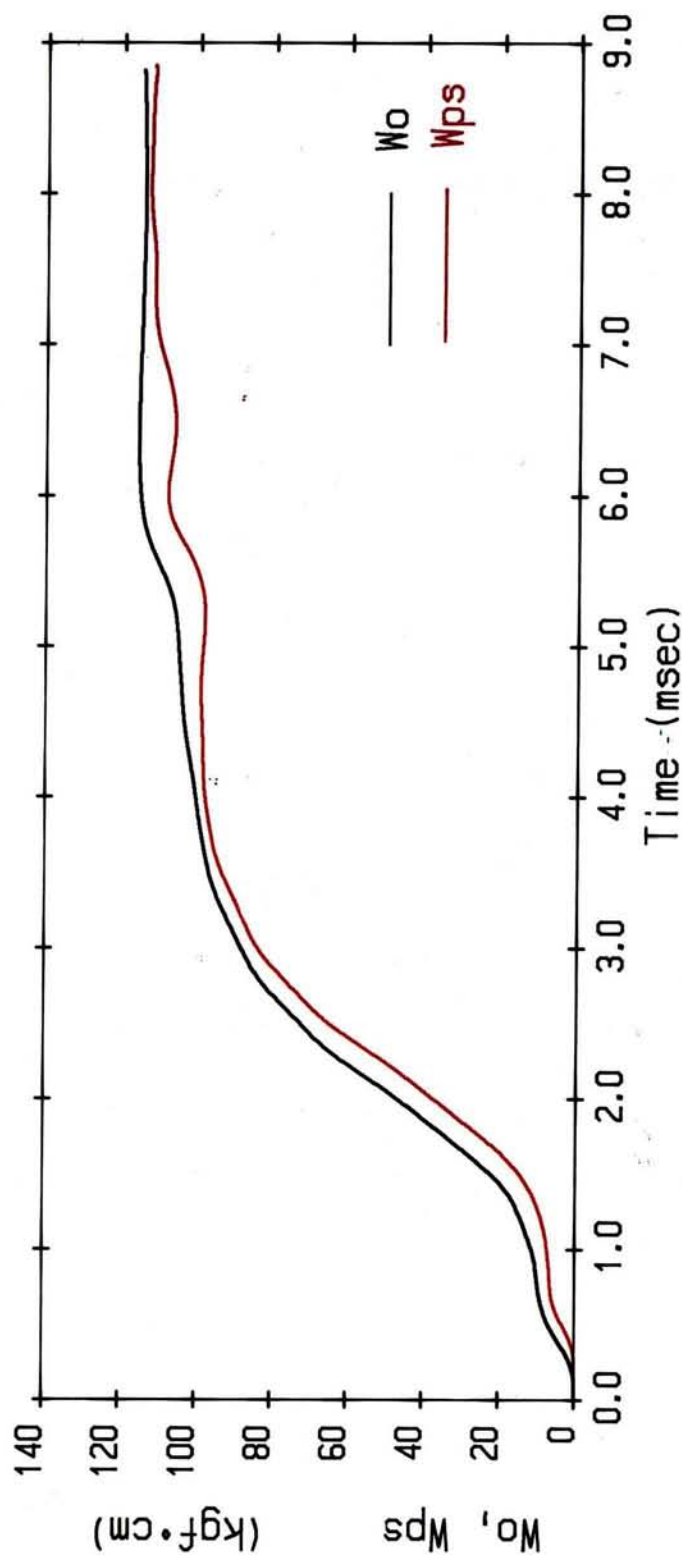


図9.38 ハンマから杭に伝達されるエネルギー W_o と杭貫入による仕事量 W_{ps} の時間変化
(クッション材使用, $h=40$ cm)

位曲線にも顕著に現れている。すなわち、杭変位が1.6mmに達した時刻 $t=4.0\text{msec}$ 以降に杭の貫入速度が急激に大きくなっていることである。また、図 9.38 で説明したように杭の貫入によって消費されたエネルギー W_{PS} は $117\text{kgf}\cdot\text{cm}$ であり、ハンマの落下高さが同じ40cmの直接打撃の場合($W_{PS}=323\text{kgf}\cdot\text{cm}$)の36%しかないにも関わらず、最大貫入量 S_{\max} は4.7mmと直接打撃の場合(2.8mm, 図 9.32)より60%も大きくなっている。

図 9.34 から図 9.39 に示したように、クッションを介した打撃の場合の杭の動的挙動や周面摩擦抵抗力 F の特性は、直接打撃の場合と大きく異なっている。しかし、クッションを介した杭打ちにおいても、2点ゲージ法によって杭打ち中の杭と地盤の動的挙動を評価することが可能である。

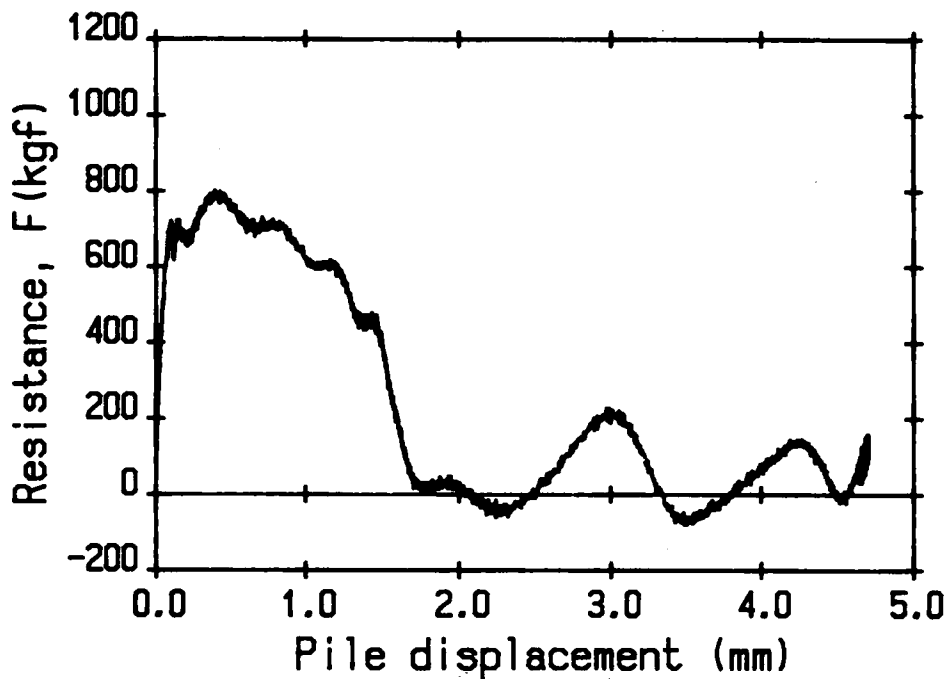


図 9.39 周面摩擦力 F と杭変位 u_{GL} の関係
(クッション材使用, $h=40\text{ cm}$)

9. 6 結論と考察

本章では、杭体の2点で測定した応力波形から杭体の応力 σ を進行波 σ_f と後退波 σ_g に分離することにより、杭各点の応力、速度、変位に加えてひずみエネルギー、運動エネルギー、ハンマから杭に伝達されるエネルギーを評価する方法を述べた。また、この2点ゲージ応力波解析法による杭先端地盤抵抗特性評価法、杭貫入に消費されるエネルギーの評価法、エネルギー収支に基づく動的支持力算定法について述べた。さらに、2点ゲージ応力波解析法を摩擦杭に適用し、杭打ち中の摩擦杭の動的挙動や周面摩擦力の動員特性の評価法および動的支持力の算定法について述べた。

室内モデル杭打ち試験として、珪藻泥岩とコンクリートを先端地盤に用いた先端支持杭の打撃試験、および珪藻泥岩を地盤試料に用いた摩擦杭の打撃試験を行なった。先端支持杭の打撃試験では、珪藻泥岩を用いた場合および打止め時を想定したコンクリート地盤の場合にも2点ゲージ法によって杭と地盤の動的挙動を評価できることが検証された。珪藻泥岩を先端地盤に用いた打撃試験では、ハンマの落下高さに関わらず、ほぼ同様な先端地盤特性であった。

珪藻泥岩を用いた摩擦杭の打撃試験では、ハンマを直接に杭頭に落下させる試験と杭頭にクッション（木材）を設置した試験を行なった。いずれの試験においても、2点ゲージ法によって杭打ち中の杭および周面摩擦力の動的挙動を評価できることが示された。クッションを介した杭打ちを一次元波動理論に基づいて解析することは、非常に難しい。たとえば、打撃の繰り返しによるクッション材の材質の変化（硬化や劣化）を波動解析に組み込むことは、実際上不可能である。2点ゲージ法によれば、ハンマの種類、クッションの材質、パイルキャップの有無に関わらず杭と地盤の動的挙動を評価できるため、単に杭の支持力評価法としてだけでなく、杭材の許容応力やハンマー打当りの貫入量の調整のためのハンマ落下高さやクッションの選定といった杭打ち施工管理に対しても非常に有効な手段となる。2点ゲージ法は、杭打ち中の杭の挙動だけではなく、既に打設された杭の支持力確認の手段としても使用できる。また、2点ゲージ法では杭各断面での進行波と後退波を評価することができるため、コンクリート杭の引張による横亀裂の存在や場所打ち杭の断面変化の調査などの杭の健全性（Integrity）の評価に対しても有効な手段になるものと思われる。

摩擦杭の打撃試験においては、同一地盤であっても、ハンマの落下高さの変化やクッションの有無によって周面摩擦力の動員特性は大きく変化している（図9.30，図9.31，図9.39）。また、動的な周面摩擦抵抗特性と静的載荷試験で得られる地盤抵抗特性は、大きく異なっている。これらの理由については、行った試験からは明らかにできていない。また、動的試験から得られる支持力特性から静的支持力特性を評価する方法は、現在のところ確立されていない。以下では、動的支持力特性と静的支持力特性の関係を明らかにする上で、考慮すべき点について考察を行う。

静的載荷試験と打撃試験の挙動において最も異なる点は、杭体に発生する応力および杭の貫入速度である。静的載荷試験において発生する杭の応力は（最大支持力／杭の断面積）以上とはならない。図 9.30 に示したように、静的最大支持力は 280kgf であるため、杭体の最大応力は 165kgf/cm² である。しかし一方、杭打ちにおいてハンマの打撃によって杭体に発生する打撃応力は、 $h=30\text{cm}$ の場合で 820kgf/cm² である（図 9.23）。この値は、静的載荷の場合の 5 倍に達している。杭が圧縮応力を受けると、図 9.40 に示すように杭の直径は大きくなる。このことから、杭側面に作用する水平応力 σ_n は、大きくなるものと考えられる。このことを空洞拡張理論（付録 B）を用いて評価すると、静的な場合の空洞拡張における影響半径 r_{stat} 、すなわち半径方向変位 u_r が 0 であると仮定できる地盤の影響半径が杭半径の 4 倍程度になると、杭径の増加による水平応力 σ_n' の増加は無視できる。実際、静的な影響半径 r_{stat} は無限大と考えることができる。

次に、図 9.23 に示した杭打ちの場合、打撃応力は 0.05msec の間に立ち上がっている。この時間内に地盤中を応力波が伝播する距離は、珪藻泥岩の縦波速度が 3700m/sec なので、杭外半径 (1.25cm) から 14.8cm となる。したがって、動的な影響半径 r_d は 16cm である。 $r_d=16\text{cm}$ において $u_r=0$ として、空洞拡張理論によって水平応力増加 $\Delta\sigma_n'$ を求めると、 $\Delta\sigma_n' = 0.21\text{kgf/cm}^2$ となる。静的な周面摩擦応力 τ_s は 1.23kgf/cm² である。ここで、

$$\tau_s = \sigma_n' \cdot \tan \phi_j' \quad (9.39)$$

の関係から、 $\phi_j'=30^\circ$ として σ_n' を予測すると、 $\sigma_n'=2.13\text{kgf/cm}^2$ となる。杭半径の増加による水平応力の増加 $\Delta\sigma_n'$ は 0.21kgf/cm² であり、 σ_n' の増加によって動的な周面摩擦が静的周面摩擦の 3～4 倍になることを説明できない。

図 9.41 は、2 点ゲージ法によって求めた各打撃試験における最大周面摩擦力 F_{max} と F_{max} が発揮される時の地表面 ($x=L_s$) での杭速度 v_{GL} の関係を示したものである。杭速度 v_{GL} が 1.1m/sec までは、 F_{max} は v_{GL} の増加とともに直線的に増加している。しかし、 v_{GL} が 1.1m/sec 以上になると、 F_{max} は杭速度にあまり影響されなくなっている。図より外挿によって $v_{\text{GL}}=0$ の場合の静的支持力を見積ると 460kgf となるが、この場合でも実測結果 (280kgf) より 64% 大きい値である。

Middendorp and Bredebore(1984)⁷⁾ は、砂地盤における周面摩擦は杭の加速度によって影響されると述べている。図 8.17 に示したように、杭が地盤に貫入する際には、杭周辺地盤も同時に変形する。したがって、杭に作用する地盤抵抗力には地盤の慣性力も含まれるものと考えられる。図 9.42 は、2 点ゲージ法によって求めた杭体の最大加速度 α_{max} と最大周面摩擦力 F_{max} の関係を示したものである。杭の最大加速度 α_{max} が大きくなると最大周面摩擦力 F_{max} も大きくなる傾向がみられる。

図 9.41 と図 9.42 に杭の貫入速度および加速度が動的な最大周面摩擦力 F_{max} を増加させ

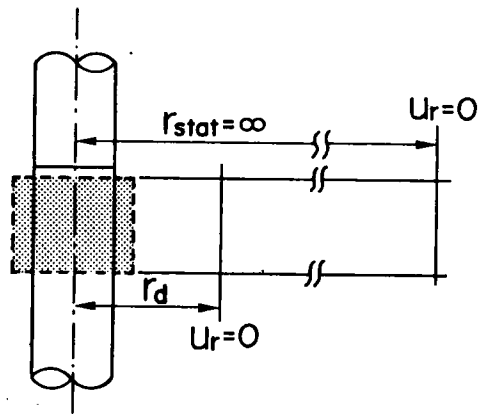


図 9.40 杭の変位と地盤の影響半径

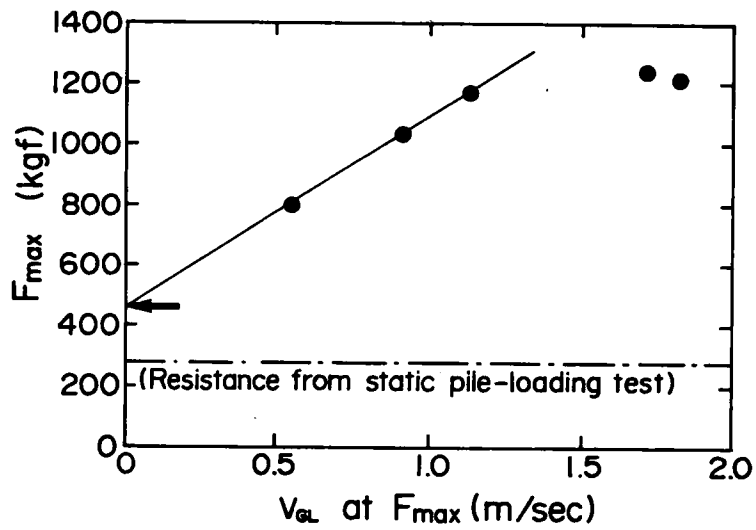


図 9.41 最大周面摩擦力 F_{max} と杭変位速度 v_{GL} の関係

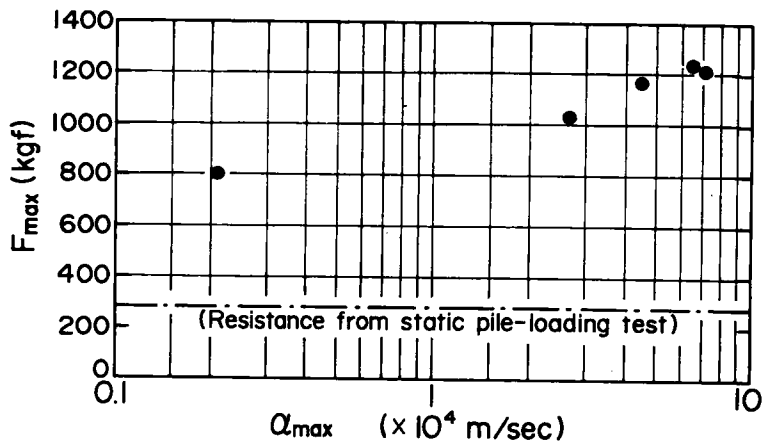


図 9.42 最大周面摩擦力 F_{max} と杭の最大加速度 α_{max} の関係

ることを示したが、速度、加速度および動的周面摩擦力の関係を明確にするまでには至っていない。図9.39 に示したように、動的な周面摩擦力が静的なものよりも低減することもある。動的な周面摩擦特性は、単に杭の貫入速度や加速度だけではなく、地盤の変形や過剰間隙水圧によっても影響されるものである。本研究においては、これらの影響について調べるまでに至っていない。しかし、2点ゲージ応力波解析法を用いることによって杭の応力、速度、変位、エネルギー、加速度および地盤抵抗力を容易に評価することができるため、今後動的支持力特性と静的支持力特性の関連性をより詳細に調べることができると期待される。

参考文献

- 1) 鋼管杭協会(1981): 鋼管杭—その設計と施工—, 鋼管杭協会, 731pp.
- 2) 森田定一・宇都一馬・冬木衛・森原幹雄(1973): 「ヒズミ波の差分による新しい加速度の測定法」, 東海大学紀要工学部, No.1, pp.67-71.
- 3) Lundberg, B. and Henchoz, A.(1977): "Analysis of Elastic Waves from Two-Point Strain Measurement," J. Experimental Mechanics, Vol.17, pp.213-218.
- 4) 柳原直人(1977): 「一次元弾性応力波理論による衝撃力測定法」、日本機械学会論文集、43巻375号、pp.4048-4052.
- 5) 柳原直人・斉藤博(1979): 「新しい衝撃力測定システムによる高速打抜き試験」、日本機械学会論文集、45巻393号、pp.601-605.
- 6) Lucieer, W.J.(1984): "Performance of Single Acting Diesel Hammer," Proc. 2nd Int. Conf. Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.244-251.
- 7) 宇都一馬・冬木衛・小山滋(1979): 「波動理論に基づいた杭の動的支持力算定式の提案」, 第14回土質工学研究発表会, pp.901-904.
- 8) Middendorp, P. and von Bredebore, P.J.(1984): "Skin Friction Models for Sand from Static and Dynamic Laboratory Load Tests," Proc. 2nd Int. Conf. Application of Stress-Wave Theory on Piles, Stockholm, pp.210-217.

第10章 現場杭打ち試験の応力波解析（2点ゲージ法の適用）

10.1 緒言

本章では、現場杭打ち試験を2点ゲージ法によって解析を行うことにより、2点ゲージ応力波解析法の実大杭に対する適用性を検証する。解析対象とする現場杭打ち試験は、昭和61年9月～10月の期間に関西新空港連絡橋鋼管杭載荷試験¹⁾の一環として行われたものである。

10.2 現場載荷試験の概要¹⁾²⁾

試験位置の地盤と試験内容

鋼管杭載荷試験は、大阪湾内泉州沖で行われた。試験位置の土質柱状図を図10.1に示す。試験位置の地盤は本州側から大阪湾中心部に向かって傾斜しており、しかも各層が薄く砂層と粘土層の互層がかなりの深度まで続いている。試験位置の地盤は軟弱であり、支持杭の対象となる砂礫の支持層（S4層）は2～3mと薄い。このような特徴を有する地盤において大口径長尺打ち込み鋼管が施工された事例はかつてなく、支持力機構を確認するため実大の杭を用いた載荷試験が行われた。試験では、打ち込み試験、鉛直載荷試験、水平載荷試験が行われた。

本研究では、S4層まで打ち込んだ摩擦杭の打撃応力測定結果を用いた応力波解析を行い、その結果を鉛直載荷試験結果と比較・検討する。

試験杭

用いた試験杭の諸元を表10.1に示す。試験杭は大口径長尺鋼管杭であり、管内面には打撃応力測定のために杭軸に沿う20箇所にひずみゲージを取付けている。ひずみゲージは、プロテクターによって保護されている。試験杭は、ディーゼルハンマー（三菱社製MB-72、ラム重量7.2tf）によって、海底面から深さ37.1mまで打ち込まれた（図10.1を参照）。

表10.1 試験杭の諸元

Length	L	(m)	58.0
Outer diameter	ϕ_o	(cm)	150.0
Inner diameter	ϕ_i	(cm)	145.6
Sectional area*	A	(cm ²)	1171.2
Mass density	ρ	(g/cm ³)	7.611
Young's modulus	E	(kgf/cm ²)	2.1×10^6
Bar wave velocity	c	(m/sec)	5200

* including protector

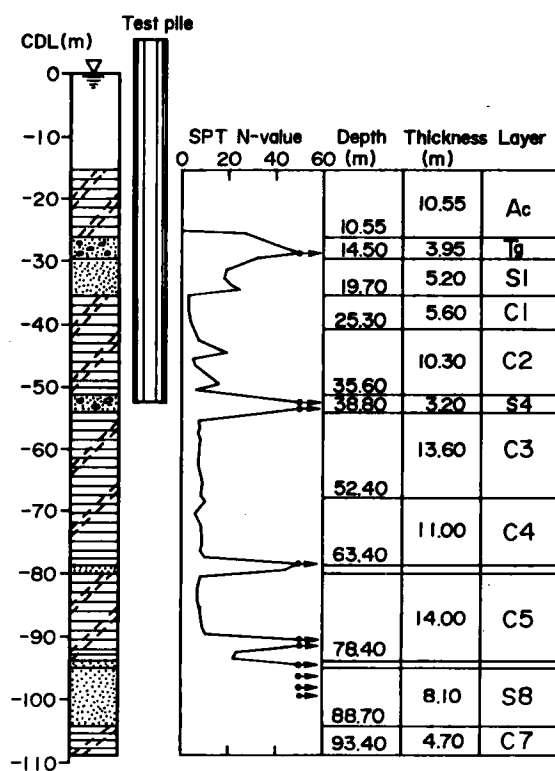


図10.1 試験位置の地盤

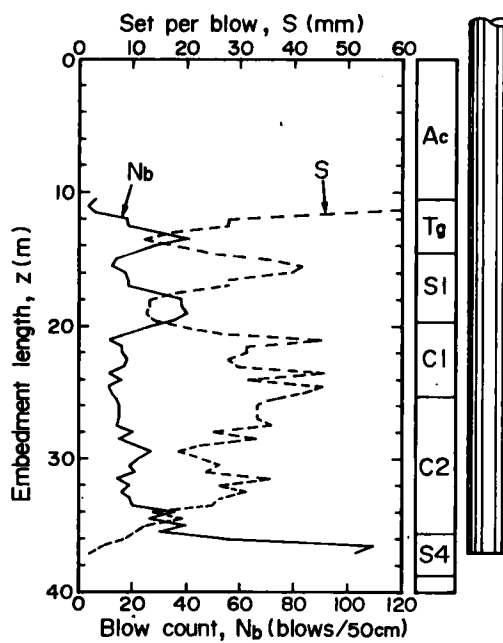


図 10.2 試験杭の打ち込み記録

10.3 打ち込み試験結果

杭打ち記録

図 10.2 は、打ち込み試験における一打当りの貫入量 S と 50cm 毎の杭貫入に要する打撃回数 N_b の変化を示したものである。根入れ深さ 10.3m までは、杭は自重 (52tf) で沈下している。杭先端が S 4 層に達するまでは、一打あたりの貫入量 S は 20 ~ 40mm と比較的大きいが、杭先端が S 4 層に達すると貫入量 S は急激に減小し、打ち止め時 (根入れ深さ 37.1m) には、 $S=2.0\text{mm}$ であった。なお、打ち止め時のハンマの落下高さ h は 240cm、杭一打当りのリバウンド量 C は 7mm であった。

打撃応力波形

試験杭の計 20 箇所 で打撃応力を測定した。各測定には、ひずみゲージを軸対称に 8 枚あるいは 4 枚ずつ貼り付け、打撃応力を測定した。

図 10.3(a) ~ (l) に根入れ深さが 37.1m に達した打ち止め時の測定打撃応力波形を示す。ただし、測定応力波形は 8 枚あるいは 4 枚のゲージで測定した応力を平均したものである。

図 10.4 に、杭体に発生した最大軸応力の分布を示す。図 10.4 からわかるように、ハンマの打撃によって杭頭付近には最大 1230kgf/cm^2 の軸応力が発生している。しかし、杭の根入れ部 (杭頭からの距離 $x > 21.0\text{m}$) では、根入れ深さが大きくなるほど、最大軸応力は減小している。杭先端付近 ($x=57\text{m}$) における最大応力は、 540kgf/cm^2 となっている。

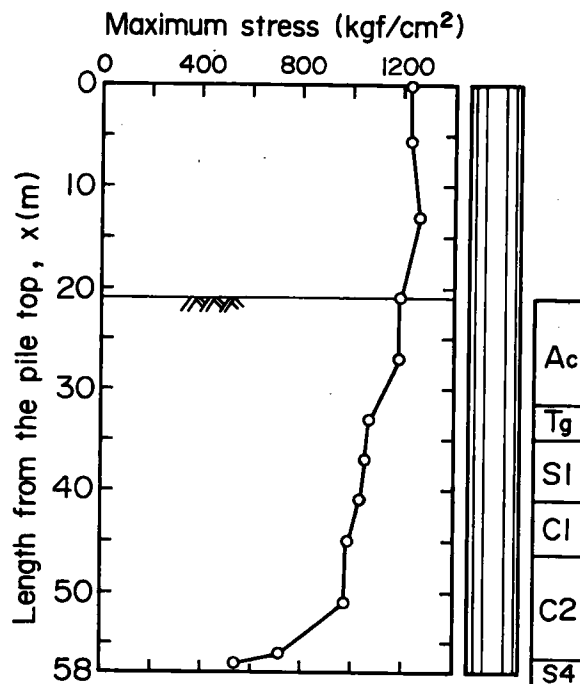


図 10.4 最大打撃応力の分布

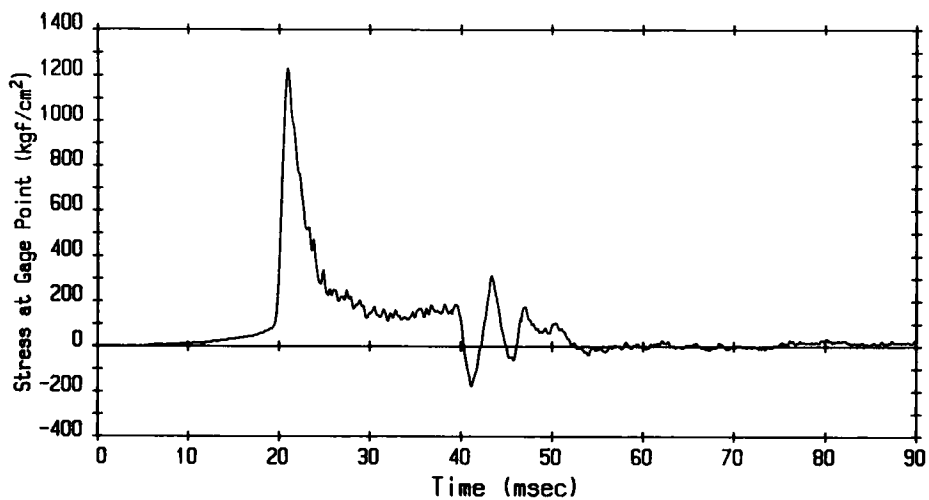


図 10.3(a) 測定応力波形 ($x = 5.5 \text{ m}$)

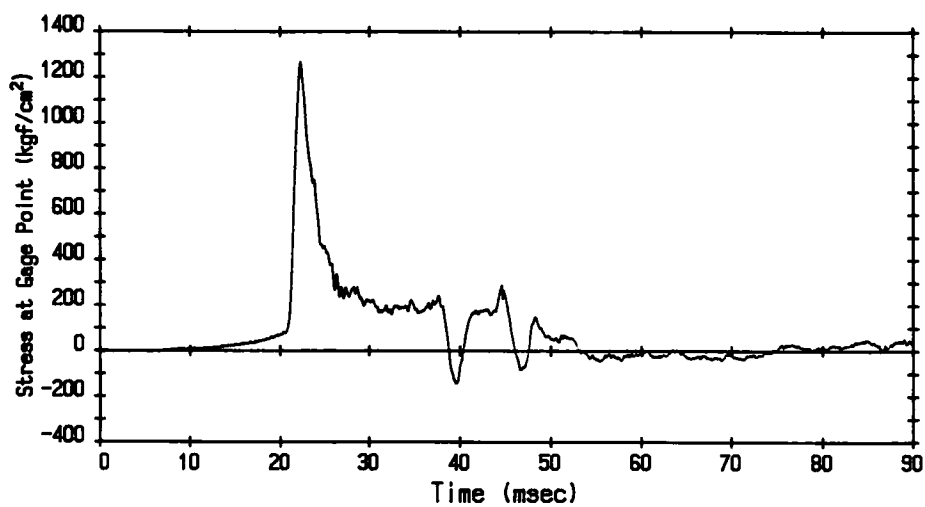


図 10.3(b) 測定応力波形 ($x = 13.0 \text{ m}$)

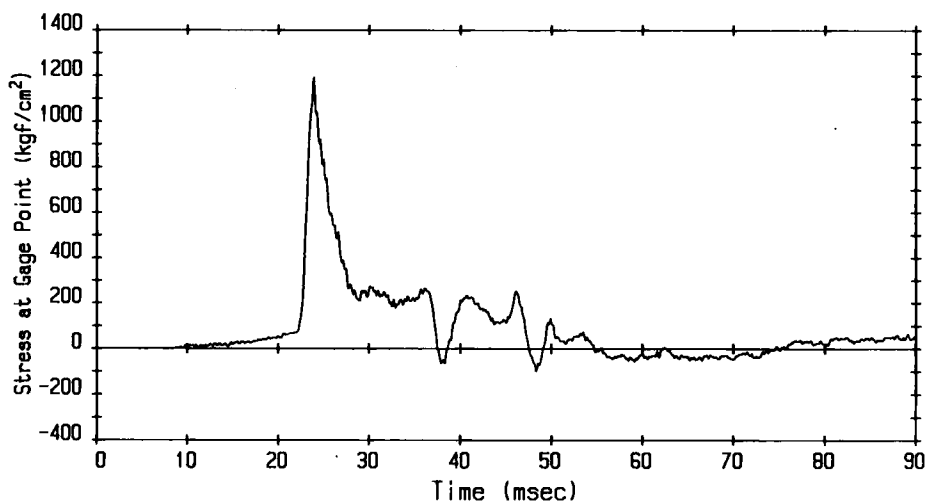


図 10.3(c) 測定応力波形 ($x = 21.0 \text{ m}$)

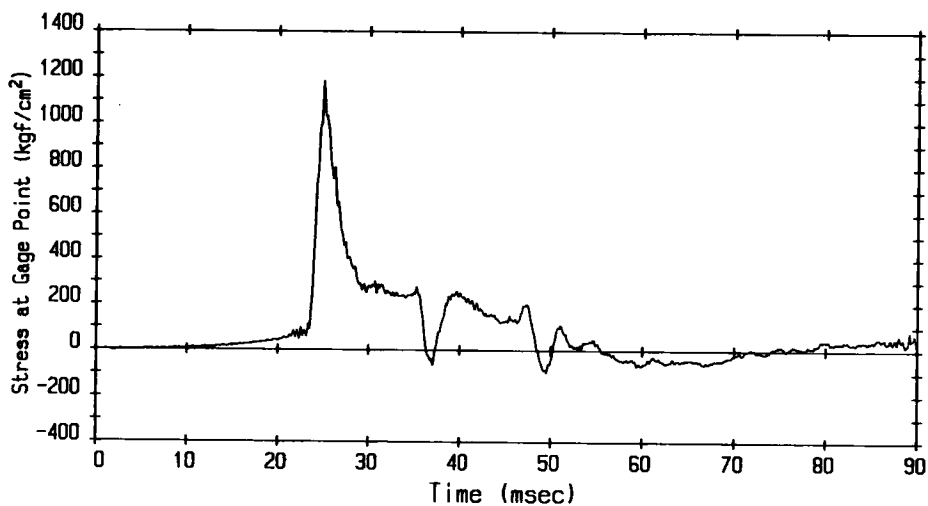


図 10.3(d) 測定応力波形 ($x = 27.0$ m)

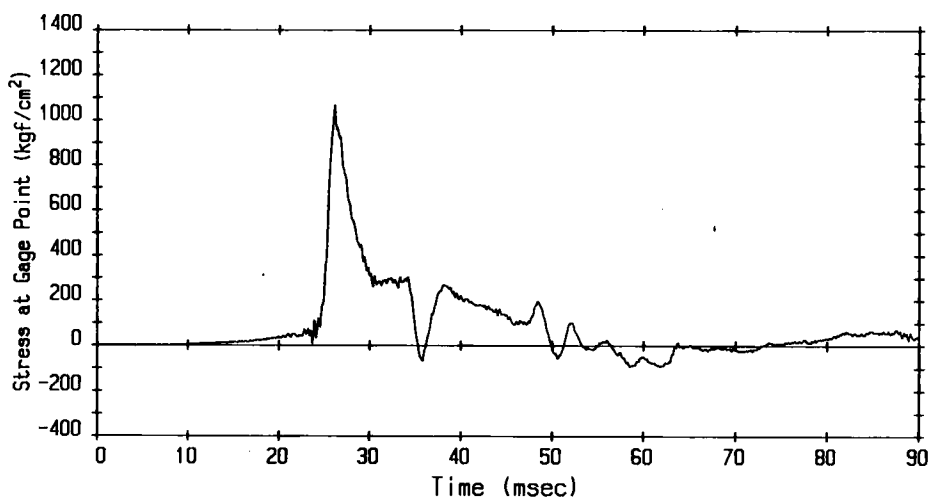


図 10.3(e) 測定応力波形 ($x = 33.0$ m)

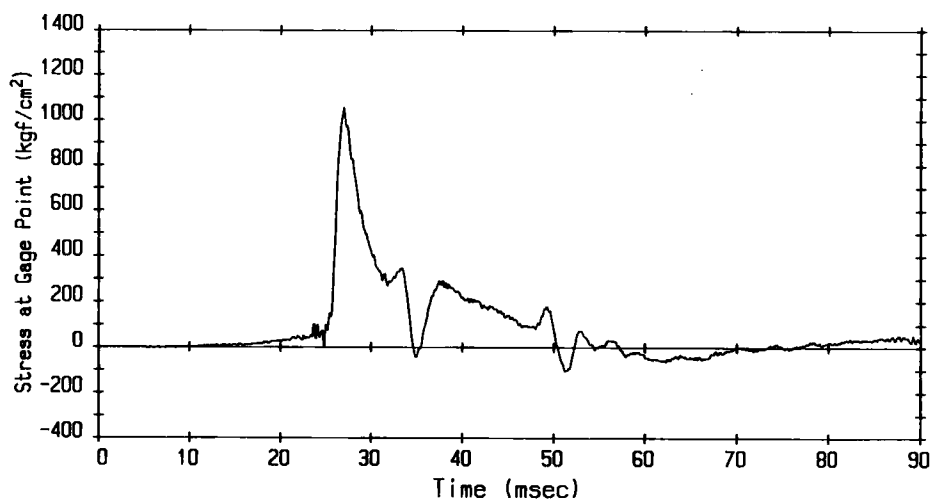


図10.3(f) 測定応力波形 ($x = 37.0$ m)

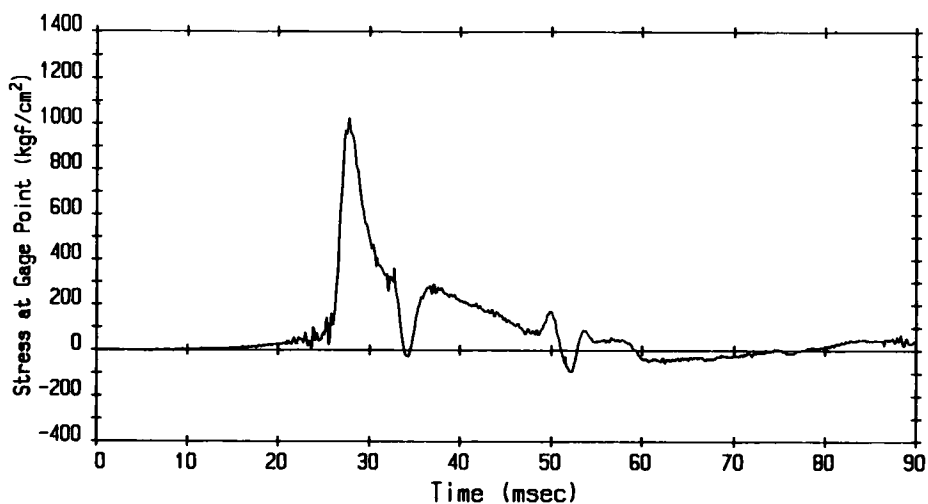


図 10.3(g) 測定応力波形 ($x = 41.0$ m)

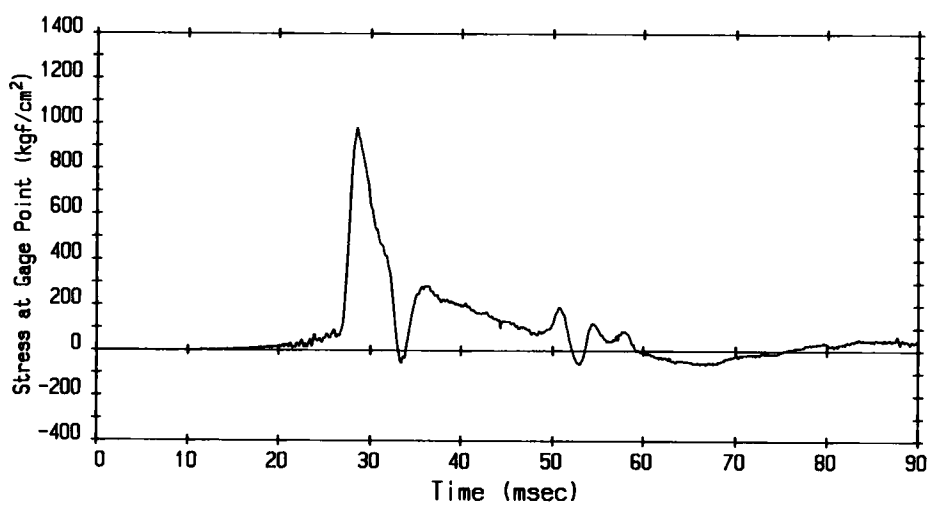


図 10.3(h) 測定応力波形 ($x = 45.0$ m)

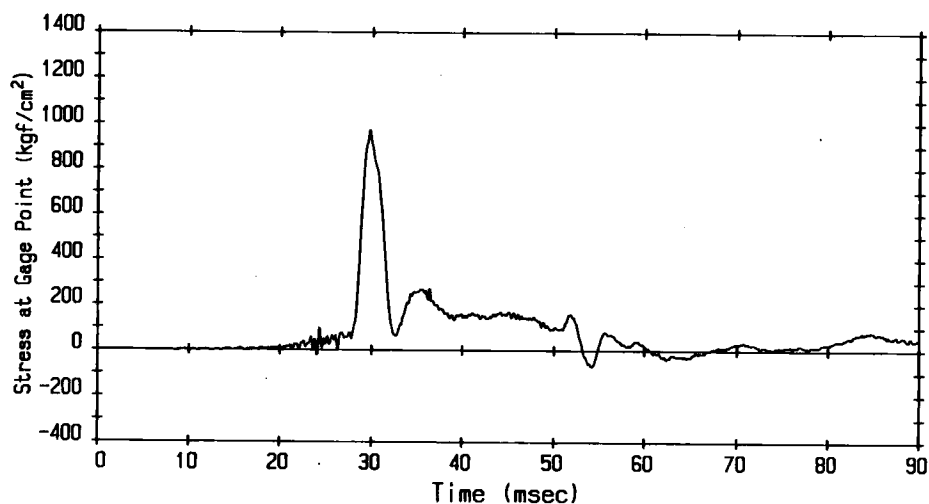


図10.3(i) 測定応力波形 ($x = 51.0$ m)

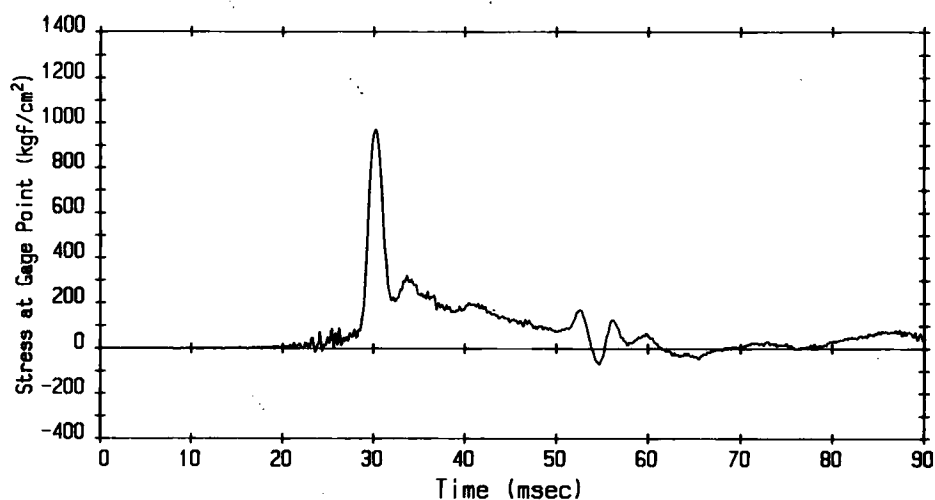


図10.3(j) 測定応力波形 ($x = 54.0$ m)

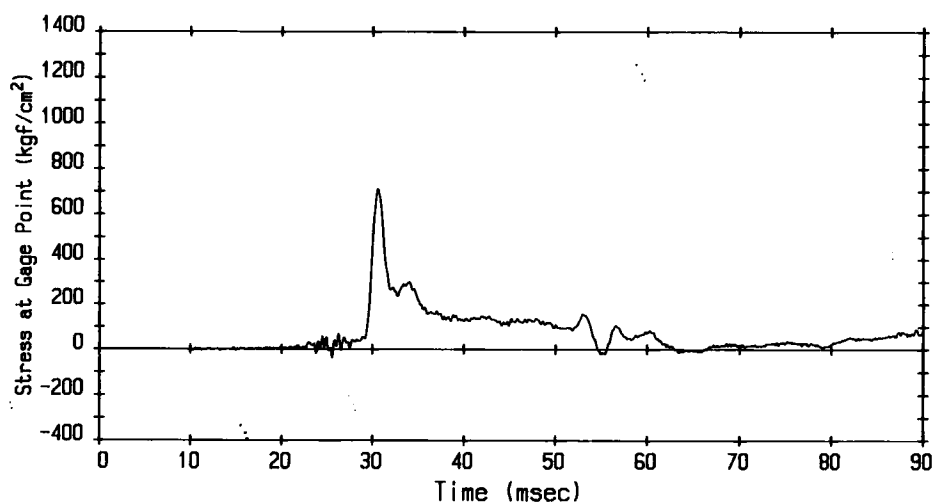


図 10.3(k) 測定応力波形 ($x = 56.0$ m)

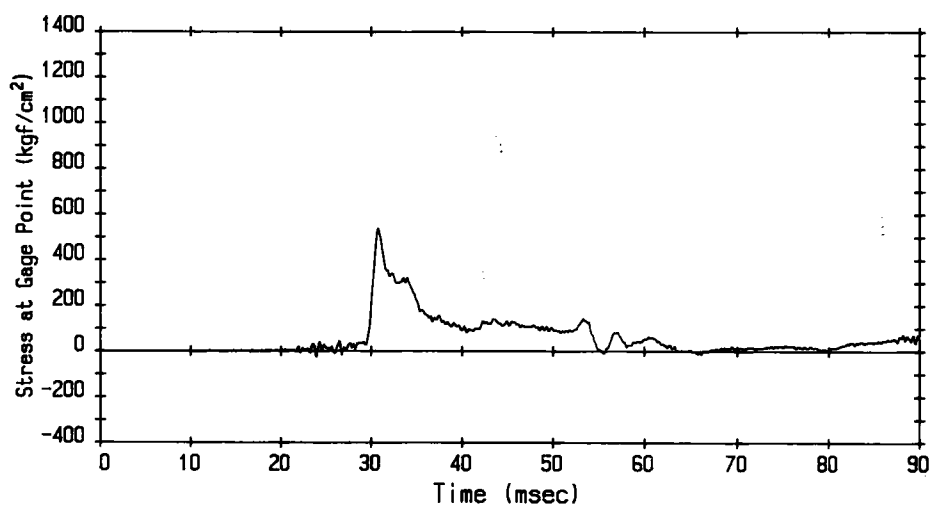


図10.3(1) 測定応力波形 ($x = 57.0$ m)

10.4 鉛直載荷試験結果

鉛直載荷試験結果は、打ち込み試験後 35 日間の放置期間を経てから行われた。試験は、土質工学会「クイの鉛直載荷基準・同解説」³⁾に示す A 方法（多段階サイクル法）に準じて実施された。

図 10.5 は、杭頭荷重 P_t と杭頭沈下量 S_t の関係を示したものである。杭頭荷重 P_t が 1000tf までは、杭頭沈下量 S_t は杭頭荷重 P_t にほぼ比例して増加している。杭頭荷重 P_t が 1000tf を越えると P_t の増加に対する沈下量 S_t の増加率が若干増大し、 $P_t = 1300\text{tf}$ に達すると沈下量 S_t は急激に増加し極限支持力状態に至っている。

図 10.6 は、杭の軸力分布を示したものである。図 10.6 より、何れの荷重段階においても杭頭荷重 P_t の大部分は、杭周面摩擦力によって支持されていることがわかる。極限荷重 $P_t = 1300\text{tf}$ 載荷時においても、杭先端に伝達される荷重は 300tf 程度に過ぎない。軸力分布から判断すると、 A_c 層および T_g 層の周面摩擦はあまり期待できず、杭支持力の大部分は $S1$ 層から $S4$ 層までの周面摩擦によるものである。

図 10.7 は、載荷試験結果から各層の杭変位 u と摩擦応力度 τ の関係を示したものである。各層によってその最大周面摩擦応力 τ_{\max} の値には大きな差がみられる。 A_c 層の周面摩擦があまり期待できないことが、図 10.7 より明らかである。しかし、何れの層においても、杭変位量 u が 10 mm に達すると最大摩擦応力 τ_{\max} 発揮されていることがわかる。

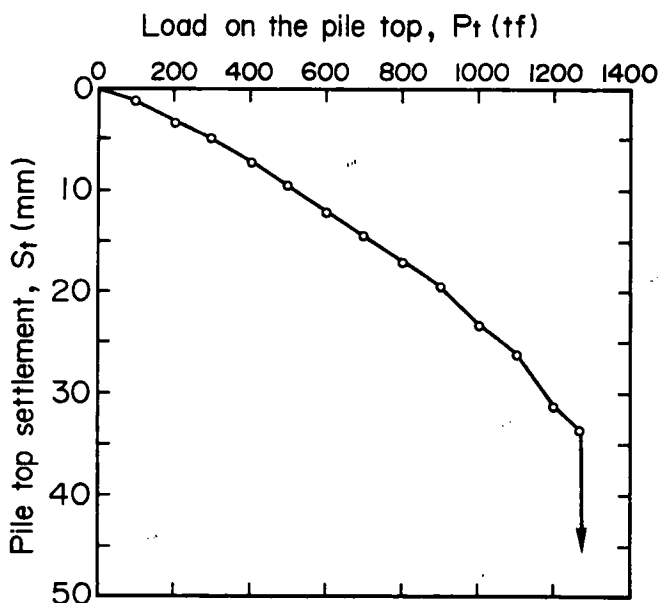


図 10.5 杭頭 ($x=0$) の荷重－変位関係

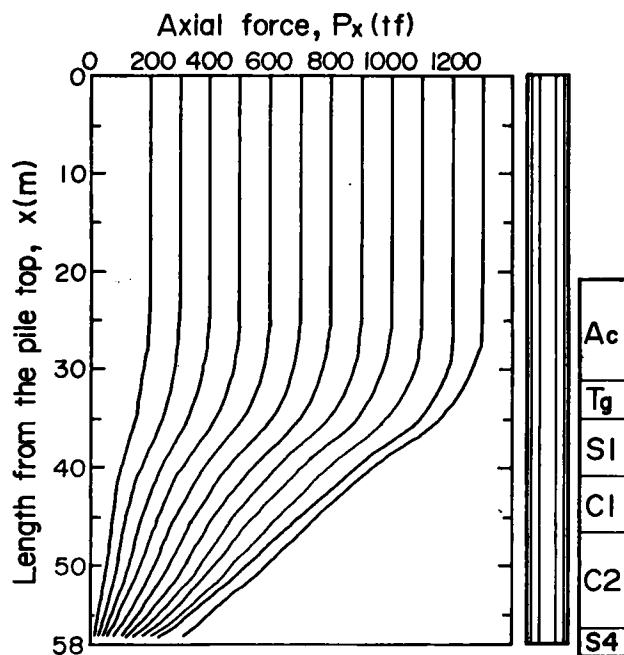


図 10.6 杭の軸力分布

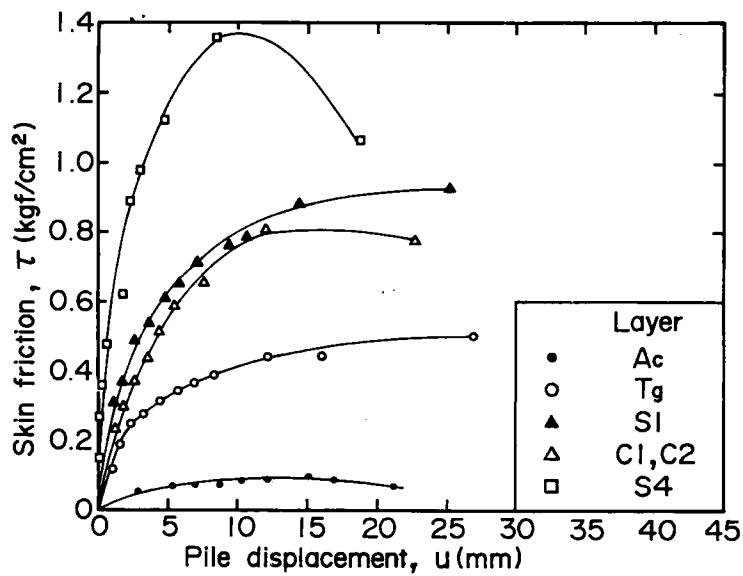


図 10.7 杭変位と周面摩擦応力度の関係

10.5 2点ゲージ法による杭打ち挙動の解析

図 10.3 に示したように打ち止め時の打撃応力波形が得られているため、第 9 章で述べた 2 点ゲージ応力波解析法に基づいて実大杭打ち込み試験の解析を行う。

解析手順

解析の手順は次の通りである。

- ① 杭の根入れ部分より上の 2 点で測定した応力波形を用いて、ゲージ点の応力を進行波 σ_f と後退波 σ_g に分離する。
- ② 分離した応力波形から、杭頭 ($x=0$) における境界条件、すなわち応力 σ ，進行波 σ_f ，後退波 σ_g を求める。
- ③ 2 点ゲージ応力波解析によって、杭頭の時間-変位曲線、エネルギーの伝達、杭変位と支持力の関係を求める。
- ④ 2 点ゲージ法による解析結果と静的載荷試験結果を比較・検討する。

以上のような手順に従って、実大杭に対する 2 点ゲージ応力波解析法の適用性を検証するとともに、応力波解析による杭の静的支持力特性評価の可能性について考察する。

解析結果

図 10.8 は、2 点ゲージ応力波解析に用いた測定応力波形である。第 1 ゲージ点は、杭頭から 5.5m，第 2 ゲージ点は杭頭から 21.0m の距離に位置している。2 つのゲージ点は、地表面（海底面）より上に位置している。

図 10.9 は、第 1 ゲージ点 ($x=5.5\text{m}$) の応力 σ を進行波 σ_f と後退波 σ_g に分離した結果である。

図 10.10 は、図 10.9 で分離した応力波から杭頭 ($x=0$) での進行波 σ_f と後退波 σ_g を求めた結果である。

図 10.11 は、杭頭の時間-変位関係を 2 点ゲージ法で求めたものである。杭頭は一たん最大貫入量変位量 $S_{\max}=12\text{mm}$ に達した後リバウンドを生じ、最終貫入状態に至っている。2 点ゲージ法によって求めた最終貫入量 S_f は 2mm であり、この値は打ち込み試験における実測値と一致している。

図 10.12 は、杭頭に伝達されるエネルギー W_o の時間的変化を 2 点ゲージ法で求めた結果である。杭頭には最終的に $800\text{tf}\cdot\text{cm}$ のエネルギーが伝達されたことがわかる。この W_o の値は、ハンマの位置エネルギー $U_o (W_H \cdot h = 7.2 \times 239 = 1721\text{tf}\cdot\text{cm})$ の 46% である。ここで、ディーゼルハンマの打撃効率 e_f を $e_f = W_o / 2W_H \cdot h$ と定義すれば、 $e_f = 0.23$ となる。このエネルギーから杭支持力 R を次式によって算定すると次のようになる⁴⁾。

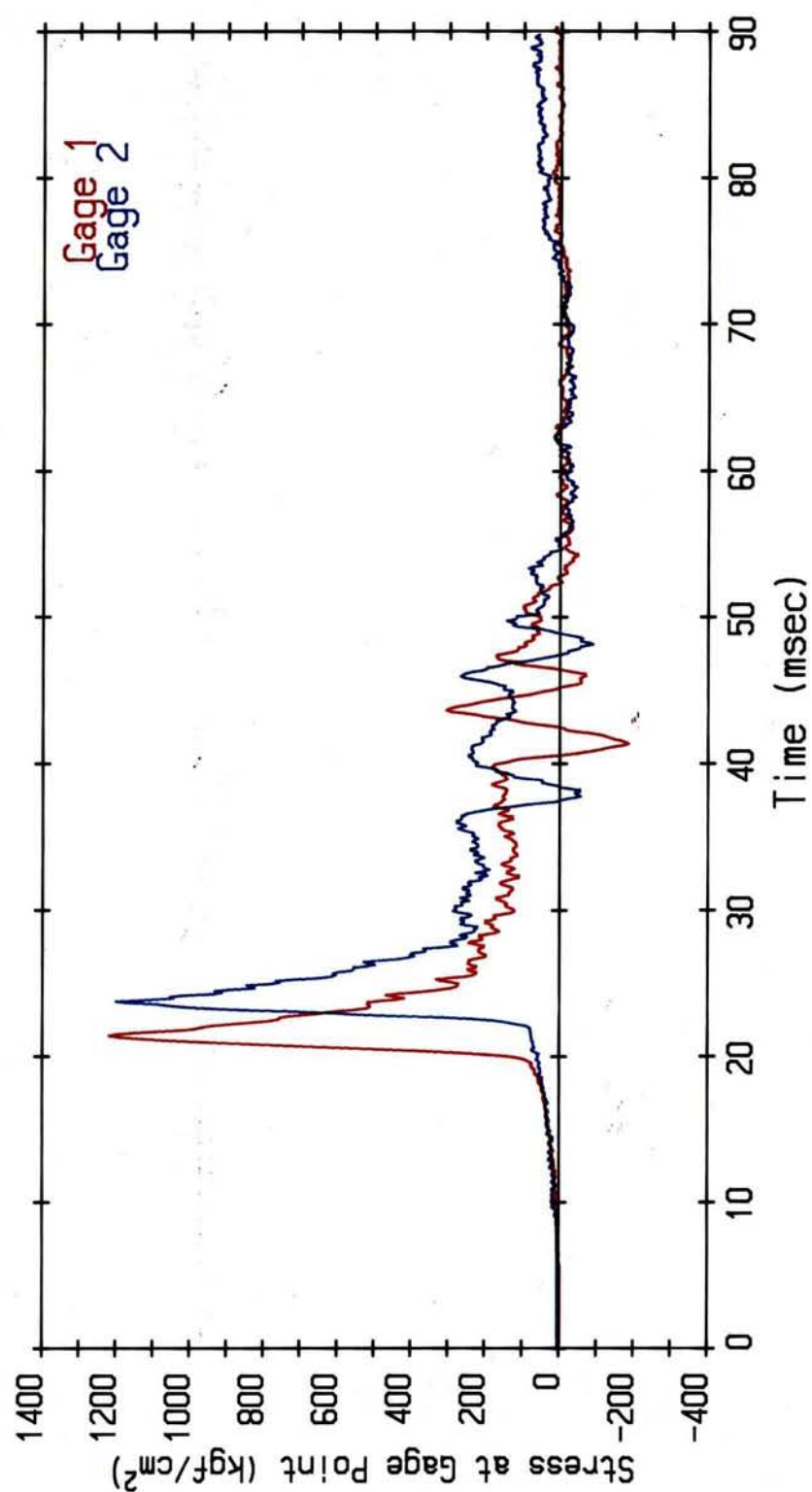


図 10.8 2 点ゲージ応力波解析に用いる測定応力波形

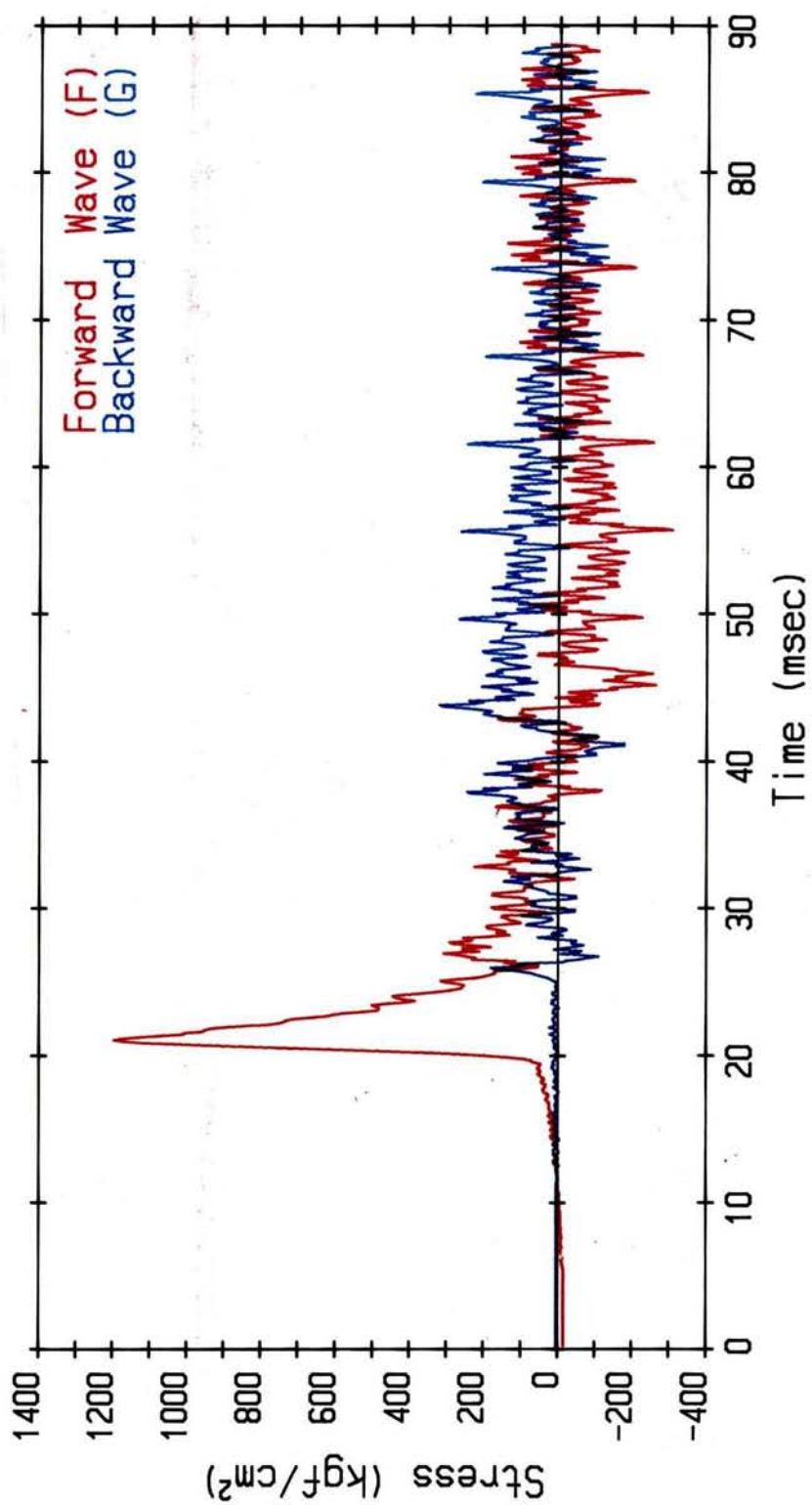


図 10.9 第 1 ゲージ点 ($x=5.5\text{m}$) における進行波 σ_f と後退波 σ_g

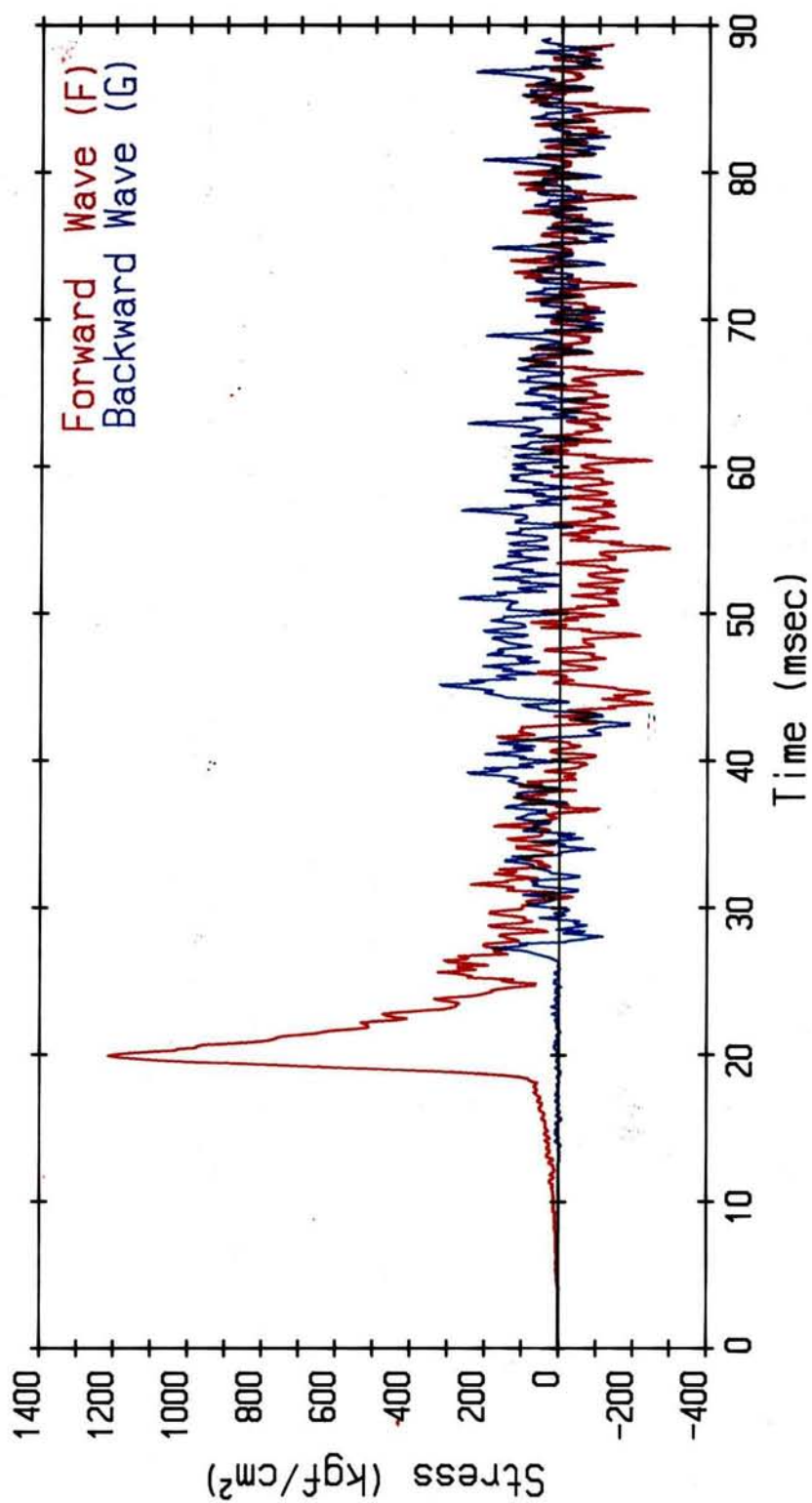


図 10.10 杭頭 ($x=0$) における進行波 σ_f と後退波 σ_g

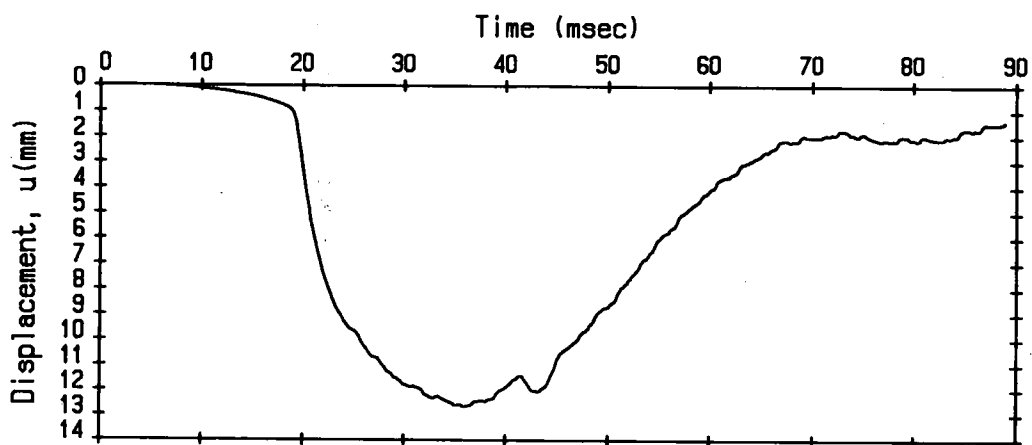


図 10.11 杭頭 ($x=0$) の時間-変位関係

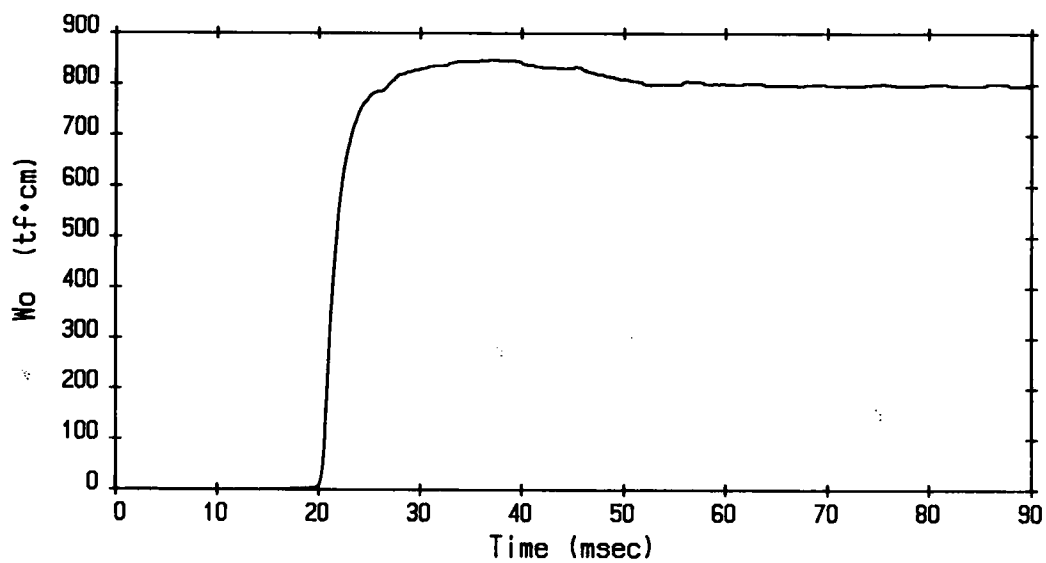


図 10.12 杭に伝達されるエネルギー

$$R = \frac{e_f \cdot E}{S_f + C/2}, \quad E = 2W_H \cdot h \quad (10.1)$$

$$R = \frac{e_f \cdot E}{S_f + C/2} = \frac{W_o}{S_f + C/2} = \frac{800}{0.2 + 0.5} = 1143(\text{tf}) \quad (10.2)$$

ここで、 $S_f=0.2\text{cm}$ 、リバウンド量 $C=1.0\text{cm}$ は、2点ゲージ法による値である（図 10.11）。一方、ハンマの打撃効率 e_f を 0.5 と仮定し、実測の最終貫入量（ $S_f=0.2\text{cm}$ ）とリバウンド量（ $C=0.7\text{cm}$ ）を用いて、式（10.1）で支持力を算定すると、

$$R = \frac{1721}{0.2 + 0.35} = 3128(\text{tf}) \quad (10.3)$$

となり、静的載荷試験結果（1300tf）に比べて非常に大きな値となる。

図 10.13 は、杭変位 u と貫入抵抗 F の関係を求めた結果である。ただし、杭変位 u は地表面（海底面）に位置する杭点の変位である。貫入抵抗は、11mm 杭変位によって一たん最大値 $F_{\max} = 1270\text{tf}$ に達した後軟化傾向を示して 980tf の貫入抵抗となっている。その後杭のリバウンドによって、急激に貫入抵抗は減小している。ここで求めた最大貫入抵抗 $F_{\max} = 1270\text{tf}$ は、静的貫入試験における極限荷重 1300tf とよく一致する値となっている。

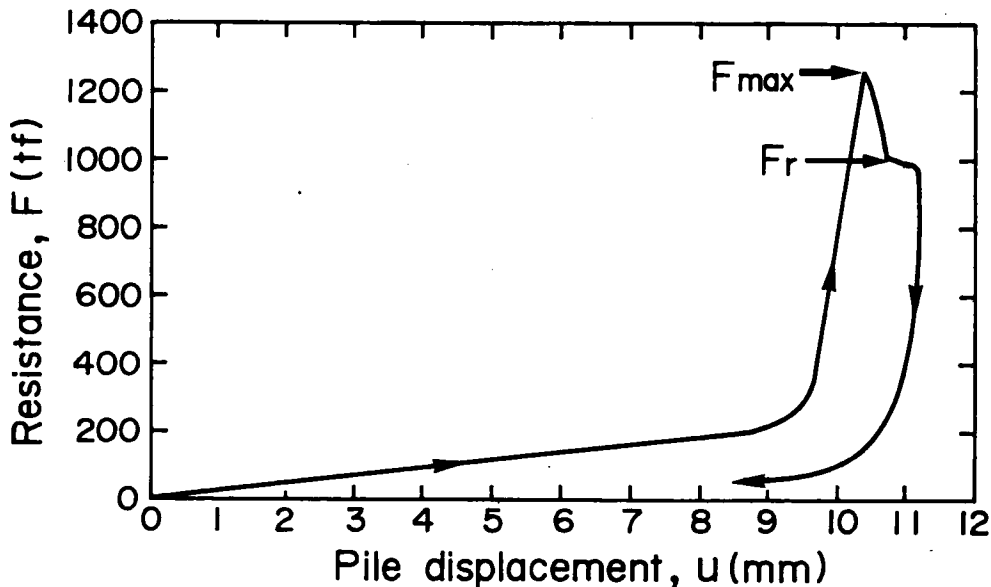


図 10.13 杭変位 u と貫入抵抗力 F の関係

10.6 結 語

本章では、関西新空港連絡橋工事の一環として行われた実大杭の杭打ち試験の解析を行った。その結果、2点ゲージ法によって実大杭の杭打ち時の動的挙動、すなわち一打撃当りの杭の最大変位量、リバウンド量、最終貫入量を含む杭の時間-変位関係、ハンマの打撃効率、杭の動的支持力特性を評価することができた。

以上の結果から、実大杭に対しても2点ゲージ法は、杭打ちの杭の動的挙動および動的地盤特性を評価するのに有効な手段であることが検証された。ただし、2点ゲージ法では、周面摩擦の分布を直接に評価することはできない。これについては、今後の課題としたい。

参考文献

- 1) 関西国際空港株式会社・鋼管杭協会 (1987): 空港連絡橋鋼管杭載荷試験報告書 Ⅲ 載荷試験編, 236pp.
- 2) 堀越研一 (1987): 多層地盤中の杭の周面摩擦抵抗に関する研究、京都大学学位論文
- 3) クイの鉛直載荷試験基準・同解説, 土質工学会, 252pp., 1974.
- 4) 柴田徹・関口秀雄・松本樹典・北勝利・本山蒔: 「長尺鋼管杭の打撃ひずみ波形解析」、第 23 回土質工学研究発表会

第 1 1 章 結 論

本論文では、杭の打ち込みから載荷までの手順を考慮した杭支持力特性の評価をすることを目的として、杭の静的支持力評価および動的支持力評価について考察を行った。

各章で得られた結論は、以下の通りである。

第 1 章では、本研究を始める動機となった能登島大橋架橋工事に伴う杭打ち試験工事、載荷試験工事および杭打ち本工事における杭施工実績について述べた。これら全ての工事は珪藻泥岩地盤において行われた。杭打ち試験工事においては、予定の根入れ長さまで杭を打ち込むことができなかった。杭を打ち込んだ際の管内土は閉塞することなく、管内土高さはほぼ杭の根入れ長さと同じであった。杭載荷試験によれば、鋼管杭の支持力の大部分は、杭の内周面および外周面に作用する周面摩擦力で受け持たれることがわかった。鉛直載荷試験に基づいて能登島大橋架橋基礎の杭の根入れ長さが決定された。しかし、本工事における杭打ちにおいては、予定の根入れ長さまで杭を打ち込めないというトラブルが全杭数の半分以上について発生した。この原因としては、杭周面摩擦を過小評価したことが考えられた。

第 2 章では、能登島大橋の基礎地盤である珪藻泥岩の力学特性を調べるために、1) 応力比一定の異方圧密試験、2) ひずみ制御排水せん断試験、3) 応力制御排水せん断試験、4) ひずみ制御非排水せん断試験、5) K_0 圧密試験の三軸試験を行った。三軸試験によって得られた珪藻泥岩の主な力学的特徴は以下の通りである。

- a) 圧縮側の降伏曲面は Cam clay model によって近似される。
- b) 伸張側の降伏曲面は、圧縮側のものと比べて拡大しており、Cam clay model では説明できないものとなっている。
- c) 圧縮側および伸張側において、ほぼ normality rule が成立っている。
- d) 降伏曲面は、ひずみ速度効果によって拡大する。
- e) 弾性領域では、非常に明瞭な線形弾性挙動を示し、圧縮性も比較的小さい。
- f) 一たん降伏応力を越えると、急激に圧縮性が増大し、顕著な二次圧縮挙動を示すようになる。

第 3 章では、土の変形特性を考慮した管内土の内周面摩擦による支持力算定式について述べた。また、珪藻泥岩を地盤試料に用いた室内モデル載荷試験を行い、支持力算定式の妥当性を検討した。支持力算定式に必要な幾つかのパラメータの決定法に問題が残されているが、管内土の内周面摩擦による支持力算定式は、載荷試験による支持力と管内土の挙動をよく説明することができた。管内土高さ H と杭外径 D の比 (H/D) が 2.5 で管内土は、ほぼ閉塞状態に達するが、管内土の閉塞は地盤の支持力と関係して論ぜられるべきであるとの結論が得られた。本章で述べた管内土の内周面摩擦による支持力算定式は、杭が地盤に準静的に押し込まれた場合の管内土の挙動をよく説明できるが、杭が打ち込まれる場合の管内土の挙動

は説明できないものである。実際、第1章で説明したように、杭を珪藻泥岩に打ち込んだ場合、管内土は閉塞せずに地表面近くまで管内を上昇している。

第4章では、珪藻泥岩における鋼管杭の支持力機構を解明することを目的として、第1章で述べた鋼管杭の鉛直載荷試験の有限要素解析を行った。解析は、杭打設後の載荷過程に対して行った。ただし、杭打設後の地盤の初期応力状態を杭載荷試験に基づいてあらかじめ予測してから解析を行った（図4.8を参照）。解析結果は、荷重－変位関係については実測結果を説明することができなかったが、杭の荷重伝達機構と周面摩擦の動員過程の実測結果を説明できた。解析によれば、杭打設による地盤の応力状態の変化が、その後の杭の支持力特性に大きな影響を及ぼすことがわかった。

第1章から第4章までの第1編において鋼管杭の支持力特性を評価するには、杭打ち込みから載荷までのプロセスにおける杭と地盤の相互作用（特に杭内外周面に作用する周面摩擦特性）を正しく評価することが必要であることがわかった。この結果を鑑み、第5章以下の第2編では、杭の動的支持力評価について考察した。

第5章では、動的支持力評価に対する従来の研究について述べるとともに、本研究の目的と方針について述べた。

第6章では、動的支持力評価法の基礎理論となる一次元波動理論について述べた。また、周面摩擦が作用する杭中の応力波伝播は、周面摩擦を杭の中間断面に作用する衝撃力に置換えることによって、一次元波動伝播として扱えることを示した。さらに、ハンマと杭の境界面や杭先端での応力波の反射と透過およびハンマと杭の分離の取り扱いについて説明した。

第7章では、周面摩擦で支持される杭中の応力波伝播を一次元波動理論で取り扱うことの妥当性を実験的に検証した。この実験によって、摩擦杭に対しても一次元波動理論を適用することにより、杭の応力だけを測定することによって、地盤抵抗特性のみならず杭の動的貫入挙動を評価できることが検証された。杭の応力に加えて杭の加速度を測定する従来の動的支持力評価法に比べて、測定・処理が非常に容易であり、理論的根拠が明確な動的支持力評価を行えることが示された。

第8章では、杭の1点で測定した応力波形を逆解析することにより動的周面摩擦特性を評価する方法（1点ゲージ法）について述べた。この方法は、“等価剛塑性周面摩擦”の概念に基づいたものであり、測定応力波形からシステマティックに周面摩擦の動員特性を評価することができる。また、珪藻泥岩を地盤試料に用いた室内杭打ち試験を行い、逆解析法の妥当性を検討した。本逆解析法を用いることによって、周面摩擦特性のみならず、ハンマと杭の動的挙動や杭の最終貫入量をも予測することができた。さらに、動的周面摩擦特性と静的周面摩擦特性の相関性を、杭が動的に地盤に貫入するときと静的に載荷されるときに地盤の影響半径の違いの面から考察した。これによれば、動的な最大周面摩擦は、静的な最大周面摩擦に比べて、より小さな杭変位によって発揮されるものである。

第9章では、杭体の2点で測定した応力波形から杭の支持力特性を評価する方法である2点ゲージ応力波解析法について述べた。まず、杭体の2点で測定した応力波形から応力を進行波と後退波に分離することによって、先端支持杭の各点の応力、速度、変位、ひずみエネルギー、運動エネルギー、ハンマから杭に伝達されるエネルギー、杭の貫入に消費されるエネルギー、エネルギー収支に基づく支持力を評価する方法を示した。次に、2点ゲージ応力波解析法を摩擦杭に適用する方法を示した。さらに、杭打ちにおける2点ゲージ応力波解析法の有効性を室内杭打ち試験によって示した。珪藻泥岩を地盤に用いた先端支持杭の打撃試験を行った結果、珪藻泥岩の動的先端特性は、杭の貫入速度に関わらずほぼ一定であった。打ち止め時の打撃を想定し、コンクリート地盤における打撃試験を行った。これにより、杭の打ち止め管理に対しても2点ゲージ応力波解析法は、有効な手段であることが確かめられた。珪藻泥岩を用いた摩擦杭の打撃試験においても、2点ゲージ法によって杭の動的貫入挙動や周面摩擦特性を評価することが可能であった。また、杭頭にクッション材を置いた打撃試験に対しても、2点ゲージ法によって杭の動的挙動を評価することが可能であった。鋼管杭と珪藻泥岩との間の最大周面摩擦は、杭貫入速度や加速度の影響を受けて大きくなることがわかった。

第10章では、関西新空港連絡橋工事の一環として行われた実大杭の杭打ち試験の解析を行った。その結果、2点ゲージ法によって実大杭の杭打ち時の動的挙動、すなわち一打撃当りの杭の最大変位量、リバウンド量、最終貫入量を含む杭の時間-変位関係、ハンマの打撃効率、杭の支持力を評価することができた。以上の結果から、実大杭に対しても2点ゲージ法は、杭打ちの杭の動的挙動および動的地盤抵抗特性を評価するのに有効な手段であることが検証された。

将来の展望

従来の動的支持力評価法においては、地盤抵抗をバネ、ダッシュポットなどを組合せたモデルで表現し、それらのパラメータを評価するものであった。一方、第9章で述べた2点ゲージ応力波解析法では、測定応力波形から直接に地盤抵抗特性を評価するものである。2点ゲージ法では、杭速度や加速度を同時に評価することができるため、より現実的な地盤抵抗モデルを導き出すことができる。しかし、杭支持力は、周面摩擦や先端抵抗の杭と地盤との境界特性だけで決まるものでなく、地盤そのものの変形・破壊特性によっても変化するものである。特に杭打ち時の地盤内の応力波伝播、間隙水圧、変形特性などの地盤の動的応答は、杭打撃時の動的支持力特性に大きく影響するものと思われる。このことは、杭打設後の杭の静的支持力特性にも影響を及ぼすものである。

図11.1は、杭の打ち込み、放置、再打ち込み、載荷という杭基礎施工プロセスに伴う杭支持力特性および杭周辺地盤状態の変化を示したものである。打ち込み時の杭の動的支持力特性を正しく評価するには、周面摩擦および先端抵抗を含めた動的な地盤抵抗特性を正しく評価することが重要である。また、打ち込み時の杭打ち管理を適切に行うことは、信頼性のある杭基礎を施工することに加え、施工を効率的に行うためにも重要である。打ち込み時には、地盤は練り返し効果を受け、さらには間隙水圧も生ずる。放置期間中には、地盤の圧密やチキソトロピーによって、地盤の強度・変形特性が経時的に変化する。この放置期間中の地盤の変化は、その後の杭の静的支持力特性、すなわち荷重－沈下関係、時間－沈下関係、荷重伝達機構に大きな影響を及ぼす。したがって、動的な地盤抵抗特性から杭の静的支持力特性を評価しようとする場合、杭基礎施工プロセスにおける地盤特性の変化を明らかにすることが今後の課題である。

本研究で得られた成果は、打ち込み、放置、載荷という杭の施工手順を考慮して杭支持力特性を解明しようという本研究の最終的な目的の足掛りになり得るものであると思われる。今後、最終的な目的を達成するために、残されている問題点を解決すべく努力を払っていきたいと考えている。

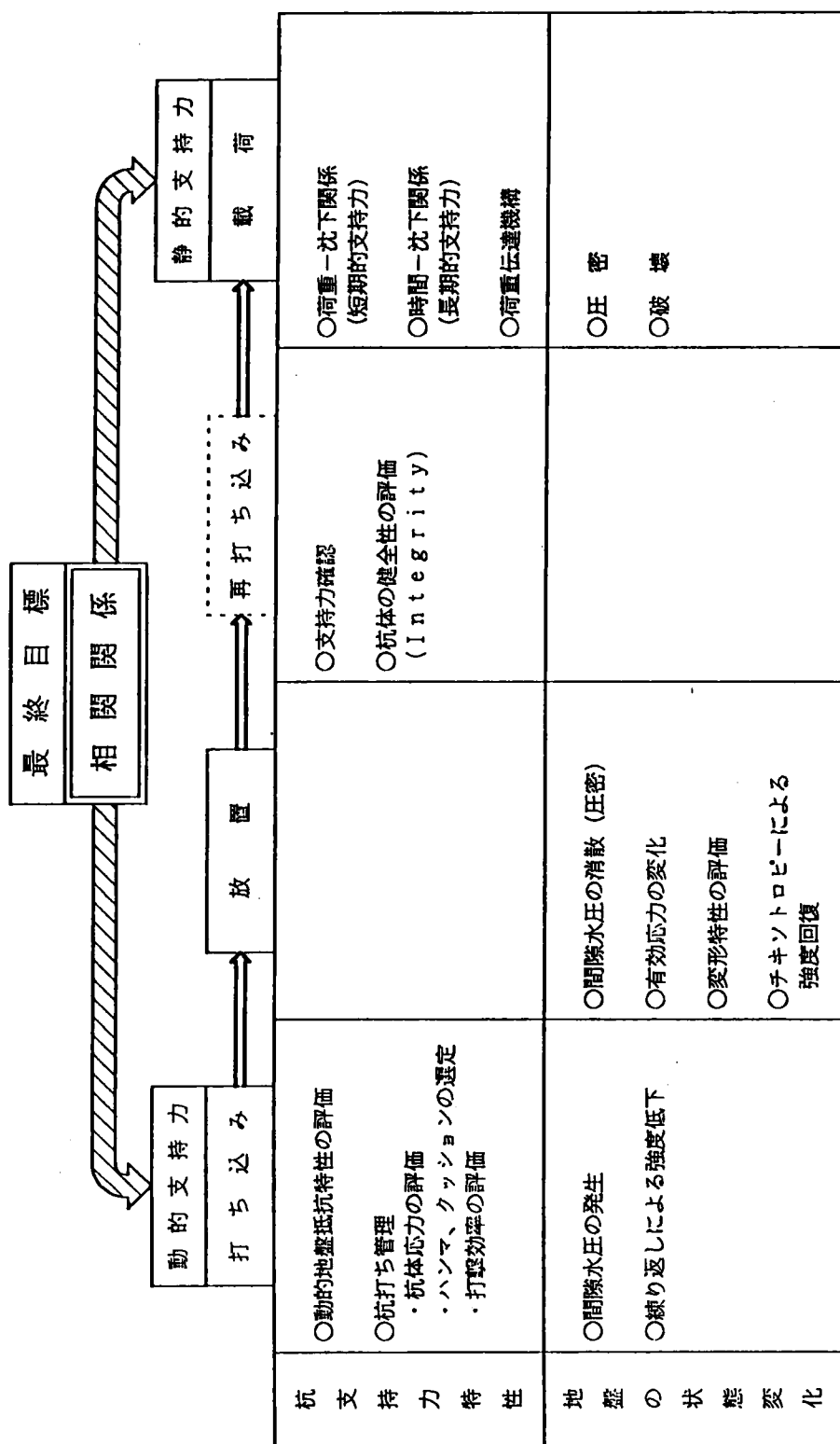


図 11.1 杭基礎施工プロセスに伴う杭支持力特性および周辺地盤状態の変化

謝 辞

本研究を遂行するに際し、終始熱心な御指導、御教示を賜り、本論文をまとめる機会をお与えいただきました京都大学・柴田 徹教授および京都大学・足立紀尚教授に対し衷心より厚く御礼申し上げます。同時に、京都大学・関口秀雄助教授には同助教授が金沢大学に御在職時に本研究に着手した段階より、終始御懇篤なる御指導を賜わり、厚く御礼申し上げます。

また、本論文の第10章をまとめるにあたり、杭の載荷試験結果に関する貴重な資料を提供していただいた関西国際空港(株)・本山 薫氏に感謝の意を表します。

さらに、本論文をまとめるに際し、数々の御指導、御教示をいただきました金沢大学・西田義親教授に心から感謝するとともに、一日でも早くの西田先生の御回復を御願い申し上げます。金沢大学・太田秀樹教授には、本論文をまとめるにあたり、数多くの御助言、御鞭撻を賜り、感謝の意を表します。

最後に、本研究を遂行するにあたり、実験装置の設計・製作に多大な御援助をいただきました金沢大学・山上尚幸技官、および実験その他御援助いただいた金沢大学土木工学科土質工学講座の卒業生諸氏に深く感謝いたします。

いつも励ましの言葉をかけてくれた両親と釜谷夫婦に心から感謝します。

昭和63年5月

松本 樹典

付録 A 杭の軸力および変位に関する一次元有限要素解析法

杭の静的載荷挙動に有限要素解析を適用する場合、軸方向のみの載荷だけを考えるのであれば、一次元でよい。

図 A1 は一次元有限要素解析の適用モデルである。杭は地盤に根入れされ、杭頭に ΔP_t の荷重増分が載荷されるものとする。今、杭を n 分割したとする。節点数は $n+1$ であり、各節点に地盤抵抗 ΔF_i が作用する（図 A1 参照）。

i 番目の要素内部の軸力 ΔN_i は、次式で示される（図 A2）。

$$\Delta N_i = K_i \cdot (\Delta u_{i-1} - \Delta u_i) \quad (A1)$$

ここで、 Δu_i は i 番目の節点の変位増分、 u_{i-1} は $i-1$ 番目の節点の変位増分を示す。

K_i は i 番目の要素に関する剛性係数で、次式で示される。

$$K_i = \frac{A_i \cdot E_i}{l_i} \quad (A2)$$

ここで、 A_i 、 E_i 、 l_i はそれぞれ要素 i の断面積、ヤング率、要素長である。

$i+1$ 番目の要素の軸力 ΔN_{i+1} は、次式で示される。

$$\Delta N_{i+1} = K_{i+1} \cdot (\Delta u_i - \Delta u_{i+1}) \quad (A3)$$

軸力 ΔN は圧縮を正、変位 Δu は下向きを正とする。 i 番目の節点に関する軸力の釣り合いは次式で示される（図 A3）。

$$\Delta N_i - \Delta F_i = \Delta N_{i+1} \quad (A4)$$

ここで、 ΔF_i は i 番目の節点にかかる外力で周面摩擦力あるいは、先端抵抗である。

周面摩擦力は、次式で与えられる。

$$\Delta F_i = k_i \cdot \Delta u_i \cdot U \cdot l_i \quad (A5)$$

ここで U は、周長である。また、先端抵抗力は次式で表される。

$$\Delta F_n = k_n \cdot \Delta u_n \cdot A_i \quad (A6)$$

式(A5) と式(A6) における k_i は、図 A4 で定義されるものである。すなわち、杭変位増分 Δu_i によって発揮される周面摩擦応力の増分 $\Delta \tau_i$ は次式で表わされる。

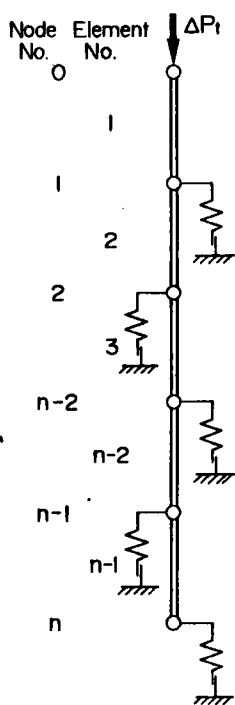


図 A1 解析モデル

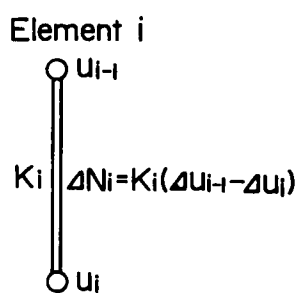


図 A2 要素 i の軸力

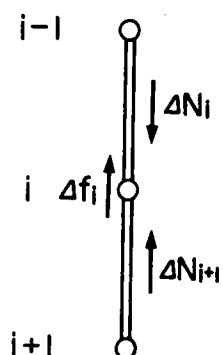


図 A3 節点 i での力の釣り合い

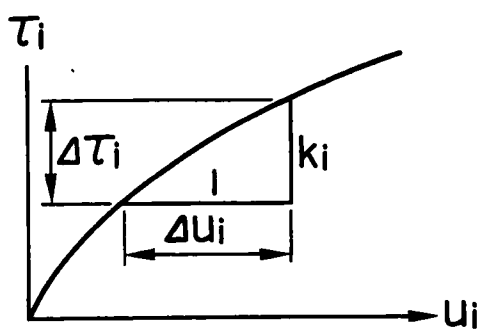


図 A4 k_i の定義

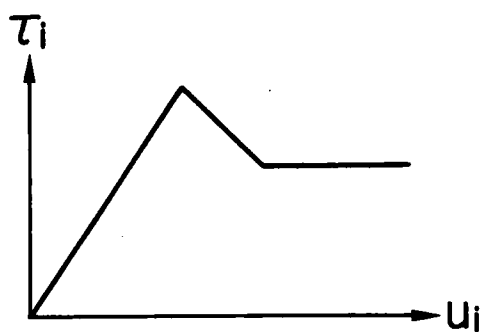


図 A5 ひずみ軟化モデル

$$\Delta\tau_i = k_i \cdot \Delta u_i \quad (\text{A7})$$

式 (A4) に式 (A1) および式 (A3) を代入すると次式が得られる。

$$K_i \cdot (\Delta u_{i-1} - \Delta u_i) - \Delta F_i = K_{i+1} \cdot (\Delta u_i - \Delta u_{i+1}) \quad (\text{A8})$$

$$K_i \cdot \Delta u_{i-1} - (K_i + K_{i+1}) \cdot \Delta u_i + K_{i+1} \cdot \Delta u_{i+1} = \Delta F_i \quad (\text{A9})$$

特に、杭頭 (節点番号 0) および杭先端 (節点番号 n) では次式となる。

$$K_1 \cdot (\Delta u_0 - \Delta u_1) = \Delta P_t \quad (\text{杭頭}) \quad (\text{A10})$$

$$K_n \cdot (\Delta u_{n-1} - \Delta u_n) = \Delta F_n \quad (\text{杭端}) \quad (\text{A11})$$

例として、杭を4分割したとすると荷重-変位関係は式 (A12) となる。

$$\begin{bmatrix} K_1 & -K_1 & 0 & 0 & 0 \\ K_1 & -(K_1+K_2) & K_2 & 0 & 0 \\ 0 & K_2 & -(K_2+K_3) & K_3 & 0 \\ 0 & 0 & K_3 & -(K_3+K_4) & K_4 \\ 0 & 0 & 0 & K_4 & -K_4 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta u_0 \\ \Delta u_1 \\ \Delta u_2 \\ \Delta u_3 \\ \Delta u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta P_t \\ \Delta F_1 \\ \Delta F_2 \\ \Delta F_3 \\ \Delta F_4 \end{bmatrix} \quad (\text{A12})$$

式 (A5) の関係を用いて (既知数) × (未知数) = (既知数) の関係に変換すると式 (A13) を得る。

$$\begin{bmatrix} K_1 & -K_1 & 0 & 0 & 0 \\ K_1 & -(K_1+K_2+C_1) & K_2 & 0 & 0 \\ 0 & K_2 & -(K_2+K_3+C_2) & K_3 & 0 \\ 0 & 0 & K_3 & -(K_3+K_4+C_3) & K_4 \\ 0 & 0 & 0 & K_4 & -(K_4+C_4) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta u_0 \\ \Delta u_1 \\ \Delta u_2 \\ \Delta u_3 \\ \Delta u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta P_t \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A13})$$

ここで、 $C_i = k_i \cdot U_i \cdot l_i$ である。式 (A13) は、増分形式で表わされているため、杭頭荷重増分 ΔP_t を与えることにより、節点変位増分 Δu_i が求められる。

軸力 N_i は、求まった Δu_i を式 (A1) に代入して得られる。各 ΔP_t に対して k_i の値を任意に選ぶことができるため、ひずみ軟化型の周面摩擦特性 (図 A4) に対しても荷重-沈下関係を計算することができる。

付録B 空洞拡張理論による杭側面水平応力の推定

1. 計算の仮定

図 B1 に示すように、初期半径 a_i の空洞が p_i の内圧を受けて半径 R_i まで拡がるものとする。
すなわち、 u_i を内壁の半径方向変位とすると、

$$R_i = a_i + u_i \quad (B1)$$

である。

また、 $r=R_o$ での半径方向変位はないものとする。すなわち、

$$u_r = 0 \quad \text{at} \quad r = R_o \quad (B2)$$

以上のような地盤の変形は、平面ひずみ状態($\epsilon_z=0$)で生ずると仮定する。

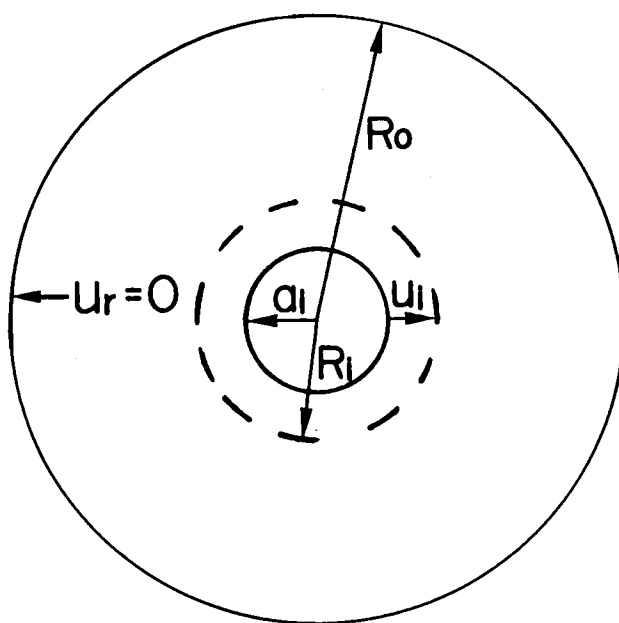


図 B1 空洞拡張理論に用いる記号

2. 内圧 p_i の計算

(1) 支配方程式

○ 釣合式

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (\text{B3})$$

○ ひずみ

$$\varepsilon_r = -\frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_\theta = -\frac{u_r}{r} \quad (\text{B4})$$

○ ひずみの適合条件

$$\frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial r} = \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_\theta}{r} \quad (\text{B5})$$

○ 応力式

$$\sigma_r = A + \frac{B}{r^2}, \quad \sigma_\theta = A - \frac{B}{r^2}, \quad (\text{B6})$$

(A、B は定数)

(2) 平面ひずみでの応力-ひずみ関係式

$$\varepsilon_r = \frac{1+\nu}{E} \{ (1-\nu)\sigma_r - \nu\sigma_\theta \} \quad (\text{B7})$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{1+\nu}{E} \{ (1-\nu)\sigma_\theta - \nu\sigma_r \} \quad (\text{B8})$$

(3) 内圧 p_i と変位 u_i の関係

$r=R_o$ で $u_r=0$ 、すなわち $\varepsilon_\theta=0$ である。式 (B6) を式 (B8) に代入し $r=R_o$ とすると、

$$(1-2\nu)A - \frac{B}{R_o^2} = 0 \quad (\text{B9})$$

また、 $r=R_i$ で $\sigma_r=p_i$ なので

$$A + \frac{B}{R_i^2} = p_i \quad (\text{B10})$$

式 (B9) と式 (B10) から A と B を決定すると、

$$A = \frac{R_i^2 p_i}{(1-2\nu)R_o^2 + R_i^2} \quad (\text{B11})$$

$$B = \frac{R_i^2 R_o^2 p_i}{(1-2\nu)R_o^2 + R_i^2} \quad (\text{B12})$$

したがって、

$$\varepsilon_\theta = \frac{1+\nu}{E} \left\{ \frac{(1-2\nu)R_i^2 p_i}{(1-2\nu)R_o^2 + R_i^2} - \frac{(1-2\nu)R_i^2 R_o^2 p_i}{(1-2\nu)R_o^2 + R_i^2} \frac{1}{r^2} \right\} \quad (\text{B13})$$

$$u_r = -\frac{(1+\nu)r}{E} \frac{(1-2\nu)p_i}{(1-2\nu)R_o^2 + R_i^2} \left(R_i^2 - \frac{R_i^2 R_o^2}{r^2} \right) \quad (\text{B14})$$

式 (B14) において、 $r=R_i$, $u_r=u_i$ とすると、

$$u_i = \frac{(1+\nu)R_i}{E} \frac{(1-2\nu)(R_o^2 - R_i^2)}{(1-2\nu)R_o^2 + R_i^2} p_i \quad (\text{B15})$$

したがって、

$$p_i = \frac{E \{ (1-2\nu)R_o^2 + R_i^2 \} u_i}{(1+\nu)(1-2\nu)(R_o^2 - R_i^2)R_i} \quad (\text{B16})$$

杭側面の半径方向 u_i と半径方向変位 u_r がゼロとなる地盤半径 R_o がわかれば、式 (B16) によって空洞内壁の圧力 p_i , すなわち杭側面に作用する水平応力 σ_n' を求めることができる。

付録C 軸対称ジョイント要素の連成有限要素定式化

1. 軸対称ジョイント要素の応力－ひずみ関係

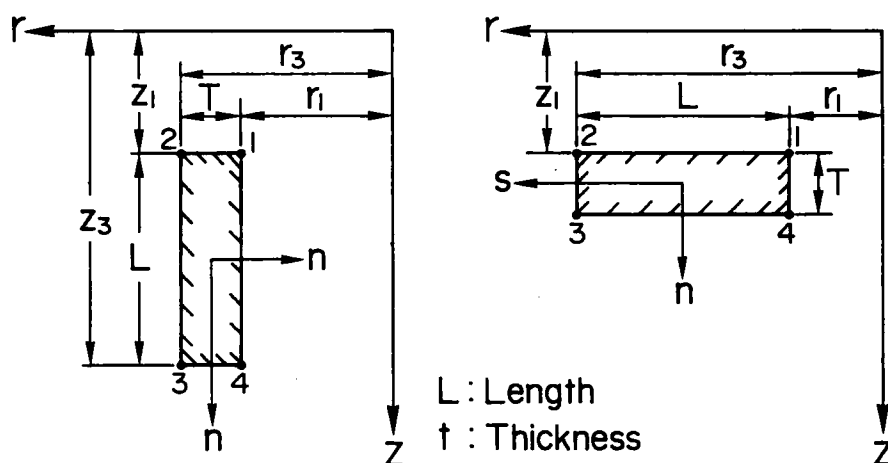
図C1(a)に示す軸対称鉛直方向ジョイント要素の応力－ひずみ関係は、次式で表されるものとする〔Ghaboussi and Wilson(1973)を参照〕。

$$\begin{Bmatrix} \Delta\sigma_n' \\ \Delta\tau \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} k_n & k_{ns} \\ k_{sn} & k_s \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta u_n \\ \Delta u_s \end{Bmatrix} \quad (C1)$$

ここで、 $\Delta\sigma_n'$ はジョイントの有効垂直応力増分、 $\Delta\tau$ はせん断応力増分である。 k_n と k_s は、ジョイントの相対垂直変位増分 Δu_n と相対せん断変位増分 Δu_s に対する剛性を表す係数である。 k_{ns} はせん断変位 Δu_s による垂直応力の増加に対する係数を表し、 k_{sn} は垂直変位 Δu_n によるせん断応力の増加に対する係数を表している。本研究においては、 k_{ns} と k_{sn} は物理的意味が不明確であるため、 $k_{ns}=k_{sn}=0$ とする。 Δu_n と Δu_s は、節点変位を用いて次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \Delta u_n &= \frac{\Delta u_{r1} + \Delta u_{r4}}{2} - \frac{\Delta u_{r2} + \Delta u_{r3}}{2} \\ \Delta u_s &= \frac{\Delta u_{z2} + \Delta u_{z3}}{2} - \frac{\Delta u_{z1} + \Delta u_{z4}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (C2)$$

ここで、 Δu_{ri} と Δu_{zi} は、それぞれ節点*i*の半径変位増分と鉛直変位増分である。



(a) 鉛直方向ジョイント要素

(b) 水平方向ジョイント要素

図 C1 軸対称ジョイント要素

ジョイント要素の応力-ひずみ関係が式 (C1) と式 (C2) で与えられること、およびジョイントが軸対称であることから、最終的に節点力増分 Δf と節点変位増分 Δu の関係は、次式で与えられる。

$$\{\Delta f\} = [K_i^j] \{\Delta u\} \quad (C3)$$

$\{\Delta f\}$, $[K_i^j]$, $\{\Delta u\}$ は、次式のように表される。

$$\{\Delta f\}^T = \{\Delta f_{r1}, \Delta f_{z1}, \Delta f_{r2}, \Delta f_{z2}, \Delta f_{r3}, \Delta f_{z3}, \Delta f_{r4}, \Delta f_{z4}\} \quad (C4)$$

ここで、 Δf_{ri} と Δf_{zi} は、それぞれ節点 i の半径方向有効節点力増分と鉛直方向有効節点力増分である。

$$[K_i^j] = \frac{\pi L r_1}{3T} \begin{bmatrix} 2k_n & -2k_{ns} & k_n & -k_{ns} & -k_n & k_{ns} & -2k_n & 2k_{ns} \\ & 2k_s & -k_{ns} & k_s & k_{ns} & -k_s & 2k_{ns} & -2k_s \\ & & 2k_n & -2k_{ns} & -2k_n & 2k_{ns} & -k_n & k_{ns} \\ & & & 2k_s & 2k_{ns} & -2k_s & k_{ns} & -k_s \\ & & & & 2k_n & -2k_{ns} & k_n & -k_{ns} \\ & \text{Sym.} & & & & 2k_s & -k_{ns} & k_s \\ & & & & & & 2k_n & -2k_{ns} \\ & & & & & & & 2k_s \end{bmatrix} \quad (C5)$$

$$\{\Delta u\}^T = \{\Delta u_{r1}, \Delta u_{z1}, \Delta u_{r2}, \Delta u_{z2}, \Delta u_{r3}, \Delta u_{z3}, \Delta u_{r4}, \Delta u_{z4}\} \quad (C6)$$

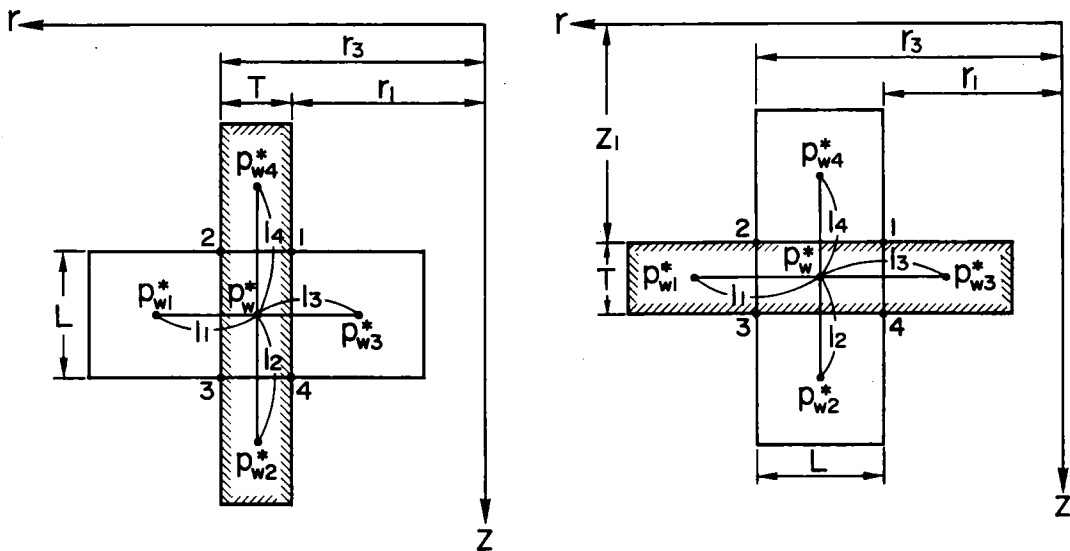
2. ジョイント要素の連続式

ジョイント要素の連続式を導くにあたっては、赤井・田村(1976)の方法に新らしく定義したジョイント面に沿う水の流れに対する透水係数 k^j を導入した。

図 C2(a) に示す鉛直方向ジョイント要素の面 $\overline{12}$, 面 $\overline{23}$, 面 $\overline{34}$, 面 $\overline{41}$ における流速は、次式で与えられる [赤井・田村(1976)]。

$$\left. \begin{aligned} v_{12} &= \frac{k_z(p_{w4}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{L/2 + (l_4 - L/2)(k_z/k_{z4})\}} \\ v_{23} &= -\frac{k_r(p_{w1}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{T/2 + (l_1 - T/2)(k_r/k_{r1})\}} \\ v_{34} &= -\frac{k_z(p_{w2}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{L/2 + (l_2 - L/2)(k_z/k_{z2})\}} \\ v_{41} &= \frac{k_r(p_{w3}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{T/2 + (l_3 - T/2)(k_r/k_{r3})\}} \end{aligned} \right\} \quad (C7)$$

ここで、 γ_w は水の単位体積重量、 p_w^* は節点 1～4 で示されるジョイント要素の中心点での間隙水圧である。 k_r と k_z はそれぞれその要素の半径方向および鉛直方向の透水係数である。 l_i は要素 i までの中心間距離、 k_{ri} と k_{zi} は要素 i の半径方向および鉛直方向の透水係数である。



(a) 鉛直方向ジョイント要素

(b) 水平方向ジョイント要素

図 C2 ジョイント要素の有限要素定式化に用いる記号

ジョイントが軸対称であることから、時間間隔 Δt の間における各面からの透水量 Δq は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta q_{12} &= \frac{\pi T \Delta t (r_1 + r_3) k_z (p_{w4}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{L/2 + (l_4 - L/2)(k_z/k_{z4})\}} \\ \Delta q_{23} &= - \frac{2\pi L \Delta t (r_1 + T) k_r (p_{w1}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{T/2 + (l_1 - T/2)(k_r/k_{r1})\}} \\ \Delta q_{34} &= - \frac{\pi T \Delta t (r_1 + r_3) k_z (p_{w2}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{L/2 + (l_2 - L/2)(k_z/k_{z2})\}} \\ \Delta q_{41} &= \frac{2\pi L \Delta t (r_1 + T) k_r (p_{w3}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{T/2 + (l_3 - T/2)(k_r/k_{r3})\}} \end{aligned} \right\} \quad (C8)$$

ジョイント要素は、本来厚さの無い要素 ($T=0$) として扱われる。したがって、式 (C8) において $T=0$ とすることにより、ジョイント要素の各面での透水量 Δq^j が与えられる。しかし、式 (C8) において $T=0$ とすると、 $\Delta q_{12} = \Delta q_{34} = 0$ となる。すなわち、ジョイント面に沿う水の流れを考慮できない。そこで、ジョイント面に沿う水の流れを考慮できるように、新しくジョイント面に沿う水の流れに対する透水係数 k_z^j と k_r^j を次のように定義する。

$$\left. \begin{aligned} k_z^j &= T \cdot k_z \\ k_r^j &= T \cdot k_r \end{aligned} \right\} \quad (C9)$$

上式において、 $T=0$ の場合でも k_z^j と k_r^j は、ある有限の値を持つものと仮定する。

式 (C9) の関係を式 (C8) に用い、式 (C8) において $T=0$ とおくことにより、ジョイント要素の各面での透水量 Δq^j は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned}
\Delta q_{12}^j &= \frac{2\pi r_1 \Delta t k_z^j (p_{w4}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{L/2 + (l_4 - L/2)(k_z/k_{z4}^j)\}} = b_4^j (p_{w4}^* - p_w^*) \\
\Delta q_{23}^j &= -\frac{2\pi L r_1 \Delta t! k_{r1} (p_{w1}^* - p_w^*)}{\gamma_w l_1} = b_1^j (p_{w1}^* - p_w^*) \\
\Delta q_{34}^j &= -\frac{2\pi r_1 \Delta t k_z^j (p_{w2}^* - p_w^*)}{\gamma_w \{L/2 + (l_2 - L/2)(k_z/k_{z2}^j)\}} = b_2^j (p_{w2}^* - p_w^*) \\
\Delta q_{41}^j &= \frac{2\pi L r_1 \Delta t! k_{r3} (p_{w3}^* - p_w^*)}{\gamma_w l_3} = b_3^j (p_{w3}^* - p_w^*)
\end{aligned} \right\} \quad (C10)$$

ジョイント要素の連続式は、 ΔV^j を Δt の間におけるジョイントからの総排水量として、次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\Delta V^j &= \Delta q_{12}^j + \Delta q_{23}^j + \Delta q_{34}^j + \Delta q_{41}^j \\
&= -(b_1^j + b_2^j + b_3^j + b_4^j) p_w^* + \sum_{i=1}^4 b_i^j \cdot p_{wi}^* \\
&= 2\pi L r_1 \left(\frac{\Delta u_{r2} + \Delta u_{r3}}{2} - \frac{\Delta u_{r1} + \Delta u_{r4}}{2} \right) \quad (C11)
\end{aligned}$$

したがって、計算のJステップにおけるジョイント要素の連続式は、次式で与えられる。

$$\{K_2^j\}^T \{\Delta u(J)\} + b^j \cdot p_w^*(J) + \sum_{i=1}^4 b_i^j \cdot p_{wi}^*(J) = 0 \quad (C12)$$

ここで、 b^j と $\{K_2^j\}$ は、次式で表される。

$$b^j = -(b_1^j + b_2^j + b_3^j + b_4^j) \quad (C13)$$

$$\{K_2^j\} = \pi L r_1 \{1, 0, -1, 0, -1, 0, 1, 0\} \quad (C14)$$

応力-ひずみ関係式 (C3) と連続式 (C12) を重ね合わせるにより、ジョイント要素に関する全体剛性マトリックスは次式の形となる。

$$\begin{bmatrix} [K_1^j] & [K_2^j] \\ [K_2^j] & [K_3^j] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\Delta u(J)\} \\ \{p_w^*(J)\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \{\Delta Q(J)\} + [K_2^j] \{p_w^*(J-1)\} \\ \{0\} \end{Bmatrix} \quad (C15)$$

上式においては、次の関係が用いられている。

$$[K_1^j] \{\Delta u\} + \{K_2^j\} \Delta p_w^* = \{\Delta Q\} \quad (C16)$$

ただし、式(C16)は、式(C15)において次のように差分式で表現されている。

$$[K_1^j] \{\Delta u(J)\} + \{K_2^j\} p_w^*(J) = \{\Delta Q(J)\} + \{K_2^j\} p_w^*(J-1) \quad (C17)$$

式(C15)において $[K_1^j]$ は式(C5)で与えられる要素マトリックス、 $\{K_2^j\}$ は式(C14)で与えられる列ベクトルである。 $[K_1^j]$ は、その非ゼロ項が式(C10)の b_1 から b_4 によって表されているマトリックスである。

式(C15)のように定式化したジョイント要素の連成剛性方程式を Sekiguchi et al(1981) の有限要素解析プログラムに組み込んだ。

補. 水平方向ジョイント要素

図C1(b)と図C2(b)に示す水平方向ジョイント要素に対する $[K_1^j]$, b_1^j , $\{K_2^j\}$ は、以下の通りである。

$$[K_1^j] = \frac{\pi L}{6T} \begin{bmatrix} Ak_s & Ak_{ns} & Ck_s & Ck_{ns} & -Ck_s & -Ck_{ns} & -Ak_s & -Ak_{ns} \\ & Ak_n & Ck_{ns} & Ck_n & -Ck_{ns} & -Ck_n & -Ak_{ns} & -Ak_n \\ & & Bk_s & Bk_{ns} & -Bk_s & -Bk_{ns} & -Ck_s & -Ck_n \\ & & & Bk_n & -Bk_{ns} & -Bk_n & -Ck_{ns} & -Ck_n \\ & & & & Bk_s & Bk_{ns} & Ck_s & Ck_{ns} \\ & \text{Sym.} & & & & Bk_n & Ck_{ns} & Ck_n \\ & & & & & & Ak_s & Ak_{ns} \\ & & & & & & & Ak_n \end{bmatrix} \quad (C18)$$

ここで、 $A=3r_1+r_3$, $B=r_1+3r_3$, $C=r_1+r_3$ である。

$$\left. \begin{aligned}
 b_1^j &= -\frac{2\pi r_3 k_r^j \Delta t}{\gamma_w \{L/2 + (l_1 - L/2)(k_r^j/k_{r1}^j)\}} \\
 b_2^j &= -\frac{\pi L(r_1 + r_3) k_{z2} \Delta t}{\gamma_w l_2} \\
 b_3^j &= \frac{2\pi r_1 k_r^j \Delta t}{\gamma_w \{L/2 + (l_3 - L/2)(k_r^j/k_{r3}^j)\}} \\
 b_4^j &= \frac{\pi L(r_1 + r_3) k_{z4} \Delta t}{\gamma_w l_4}
 \end{aligned} \right\} \quad (C19)$$

$$\{K_2^j\} = \frac{\pi L}{3} \begin{bmatrix} 0 \\ 2r_1 + r_3 \\ 0 \\ r_1 + 2r_3 \\ 0 \\ -(r_1 + 2r_3) \\ 0 \\ -(2r_1 + r_3) \end{bmatrix} \quad (C20)$$

参考文献

- 1) Ghaboussi, J. and Wilson, E.L.(1973): "Finite Element for Rock Joints and Interface," J. Soil Mech. Found. Div., ASCE, No.SM10, pp.833-848.
- 2) 赤井浩一・田村武 (1976): 「多次元圧密問題に対する非線形応力-ひずみ理論の適用」 京都大学防災研究所年報、第19号B、pp.1-29.
- 3) Sekiguchi, H., Nishida, Y. and Kanai, F.(1981): "Analysis of partially-drained triaxial testing of clay," Soils and Foundations, Vol.21, No.3, pp.53-66.